

UNIVERSITÉ DE NANTES  
FACULTÉ DES SCIENCES ET TECHNIQUES

ÉCOLE DOCTORALE  
MOLÉCULES, MATIÈRES ET MATÉRIAUX  
EN PAYS DE LA LOIRE

Année : 2012

N° attribué par la bibliothèque

--	--	--	--	--	--	--	--	--	--

# **Étude du potentiel de la détection des antineutrinos pour la surveillance des réacteurs nucléaires à des fins de lutte contre la prolifération.**

THÈSE DE DOCTORAT  
Discipline : Constituants Élémentaires et Physique Théorique  
Spécialité : Physique Nucléaire

*Présentée et soutenue publiquement par*

**Sandrine CORMON**

*Le 7 décembre 2012, devant le jury composé de :*

*Président*      Hervé de KERRET, *Directeur de recherches CNRS/IN2P3, APC, Paris*  
*Rapporteurs*    Henri PESSARD, *Directeur de recherches CNRS/IN2P3, LAPP, Annecy*  
                      Jonathan WILSON, *Chargé de recherches CNRS/IN2P3, IPN, Orsay*  
*Examineurs*    Harri TOIVONEN, *Chairman of NA/NT working group of ESARDA,*  
                      *Head of Research and Environmental Surveillance Laboratory, STUK, Finland*  
                      Philippe EUDES, *Professeur des Universités, Université de Nantes*      excusé

**Directeur de thèse :** Jacques Martino, *Directeur de recherches et directeur de l'IN2P3*

**Encadrant de thèse :** Muriel Fallot, *Maître de conférences de l'Université de Nantes, SUBATECH Nantes*



# .0. Remerciements

*À Rose,*

C'EST SANS AUCUN DOUTE le moment le plus appréciable d'une thèse : repenser au déroulé de toute cette aventure, et remercier chacune des personnes qui nous a tant apporté par son soutien, ses suggestions, son amitié. . .

Je commencerai par remercier Jacques Martino qui m'a accueillie dans son laboratoire de SUBATECH et a accepté d'être mon directeur de thèse : son soutien et sa confiance indéfectibles y compris quand les contraintes imposées par mon métier semblaient compromettre l'avenir de ma thèse ont été d'un réconfort précieux et sans aucun doute, indispensables à cette issue heureuse. Appelé à d'autres fonctions, il a été remplacé par Bernd Grambow à la tête de SUBATECH, que je tiens également à remercier pour son accueil et le maintien de ce climat bienveillant.

Je tiens à remercier Muriel Fallois d'avoir accepté de m'encadrer pendant toutes ces années. Au-delà de son sens physique et de sa capacité à mettre en place une stratégie de recherche que les Anglo-saxons qualifiaient de "comprehensive", qui forcent tous deux mon admiration, elle a toujours montré une disponibilité sans faille qui m'ont permis d'avancer à distance et à des heures indues. Je voudrais la remercier également d'avoir organisé de nombreux repas très sympathiques pour ne pas me laisser croupir seule dans ma chambre de la Maison des Élèves (très pratique et agréable au demeurant). Cette aventure, qui aura aussi été humaine, aura été l'occasion de construire, j'espère pouvoir le dire, une amitié durable.

Je tiens ensuite à remercier les membres de mon jury d'avoir accepté d'être les témoins de mon travail : Hervé de Kerret, qui a eu la gentillesse d'accepter de présider mon jury, Jonathan Wilson et Henri Pessard, mes rapporteurs, dont les suggestions pour améliorer le manuscrit ont été précieuses ; mes examinateurs, enfin ! Harri Toivonen, qui a fait le voyage depuis la Finlande pour assister à ma soutenance et qui a proposé une nouvelle dynamique intéressante pour la suite ; et Philippe Eudes, à qui je n'en veux pas d'être tombé malade le jour de ma soutenance : je le remercie beaucoup de son courriel d'encouragements !

Je voudrais remercier Christoph Hartnack d'avoir accepté de faire partie de mon comité de suivi de thèse avec Jon. Mon travail s'est inscrit au sein d'une équipe que je salue chaleureusement. Avant de la présenter, je tiens à remercier particulièrement Anthony Onillon, qui entre dans sa dernière année de thèse, pour sa gentillesse, son esprit d'équipe, ses conversations très intéressantes et instructives, et sa jolie macro pour tracer les distributions de produits de fission en 2D ! Je voudrais également remercier Magali Estienne, qui a eu la gentillesse de descendre un peu ( ! ) en gamme d'énergie pour nous prêter main forte lors de la construction de nos spectres  $\bar{\nu}_e$ . Son aide, précieuse, trouve une matérialisation importante au sein de la section dédiée à la reconstruction des spectres. Merci beaucoup de ton amitié et de ce renfort très apprécié !

Dans notre équipe donc, on retrouve Amanda, qui partageait son bureau avec Anthony et moi, ainsi que les goûters sympathiques et les sorties pour ne pas me laisser croupir seule dans ma chambre de la Maison des Élèves (très pratique et agréable au demeurant, bis) ; on retrouve également Frédéric, Nicolas, Baptiste, Andi et Zak que je remercie pour le partage de leur expérience lors de nos réunions de groupe. Merci à Amanda, Frédéric, Andi et Magali pour leurs suggestions pour ma présentation. Et merci à Nicolas de m'avoir fourni une géométrie de RNR qui m'a servi de base précieuse pour le développement de celle de mon propre réacteur étudié. Dans le cadre de cette étude j'ai eu le plaisir d'encadrer Mylène puis Tomo qui ont chacun apporté leur pierre à l'édifice. Qu'ils en soient remerciés ici, et surtout soient assurés de mon meilleur souvenir. Bon courage à tous les deux, et très belle continuation ! Sans oublier Sylvain que j'ai encadré en même temps que Mylène, et qui s'apprête à devenir physicien en hôpital.

Finalement SUBATECH aura été ma plus longue affectation . . . puisque mon premier stage, en 2001, avait eu lieu avec Yves, Ginès et Maria et m'avait donné un goût d'encore. Ce premier séjour avait été égale-

ment l'occasion de rencontrer Magali, Arnaud, Taklit, Virginia, François, Frédéric . . . Je tiens vivement à les remercier de leur accompagnement tout au long de mon passage à SUBATECH. J'ai une mention spéciale pour Arnaud avec qui j'ai partagé mon bureau pendant quelques mois, sous le regard bienveillant de Thomas et de son épouse, qui ont préféré les cieux plus cléments ( ? ) du Luxembourg.

Je voudrais remercier les thésards, surtout Jean-Baptiste, de toujours avoir fait le premier pas pour m'inclure dans le groupe chaque fois que j'étais là plus de deux jours consécutifs.

La partie soutien a été particulièrement présente et je souhaite saluer Sandrine, Anne, Séverine, Isabelle, Stéphanie, Sophie(s) ! pour leur efficacité et leur patience ainsi que Jean-Michel, Pierrick et Jean pour la partie informatique. De même à l'école doctorale, Thérèse Hizembert, et à l'Université, Delphine Rousse ont été d'une aide très appréciée. Et enfin, côté EMN, l'équipe Pierre, Sylvie et Bertrand pour m'avoir toujours trouvé une chambre (pratique et agréable, donc), souvent au dernier moment, à la Maison des Élèves. J'ai également une pensée pour la cellule pédagogique, en particulier Anne-Céline qui m'a fait découvrir des techniques d'enseignement novatrices particulièrement performantes, et pour Lionel Luquin, directeur de l'enseignement de l'École des Mines, qui m'a permis de suivre ces cours.

Je tiens également à remercier mon DRH, qui, comme Jacques, a fait le pari de ma réussite et m'a permis de réunir les conditions pour mener de front mon métier à temps plein et ce travail de recherche. Je tiens également à remercier son successeur et mon directeur parisien de m'avoir remis le pied à l'étrier après une mission incompatible avec la thèse. La solidarité et la camaraderie de mes collègues, je pense en particulier à Marielle, Matthieu, Julien et les ZiZotopes, Olivier, Thomas et Amaury, qui ont eu la gentillesse d'accorder leurs emplois du temps avec mes congés à SUBATECH pour avancer, sous le regard bienveillant de Philippe, ont été une condition essentielle de cette réussite. Je veux les remercier ici chaleureusement de leur amitié et leur souhaiter de très belles suites pour leur carrière, et surtout beaucoup de bonheur personnel. Je n'oublie bien sûr pas mon équipe, ni celles des autres services, qui ont été fabuleuses, ni mes collègues enseignants avec lesquels nous avons eu des échanges fructueux et très agréables.

Bien sûr, pour arriver au terme de cette aventure, il faut de la passion, une famille et des amis particulièrement ressourçants ! J'ai ce bonheur et cette chance. Comment rendre justice à ma mère, notre entourage proche, Julie et Judith, qui, à longueur de week-ends ou de vacances, m'entendaient jurer devant une "segmentation fault" ou des "nan", dont le terme même leur semblait plus grossier encore que lesdits jurons . . . Merci à vous de votre patience, de votre gentillesse, et de votre attitude toujours enthousiaste et positive. Les vacances où on pourra se prélasser à la plage et jouer aux cartes sans culpabilité . . . c'est maintenant ! J'ai une pensée pour Chantal qui m'a donné cette passion de la physique au collège, passion qui aura été le moteur et le ressort qui m'ont permis d'avancer toujours. Merci beaucoup de ta générosité et d'avoir su transmettre le feu sacré !

Voilà, j'en oublie forcément, et je présente des excuses par avance à ceux à qui je n'ai pas su rendre justice. Ce mois de décembre 2012 aura été pour moi l'occasion de tourner de la plus belle des manières une très jolie page de ma vie, et je vous remercie tous d'en avoir fait partie. Je vous donne rendez-vous pour tenir les promesses de la nouvelle !



# .0. Executive summary

*There is nothing either good or bad, but thinking makes it so.*

W. Shakespeare

THE QUEST FOR A BETTER UNDERSTANDING of the Standard Model of particles interactions meets unexpected but promising applied physics : the detection of electronic antineutrinos ( $\bar{\nu}_e$ ) could be a means to fight against the proliferation of nuclear weapons.

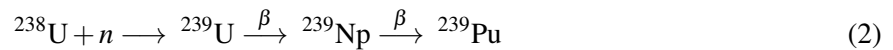
In our first part, we discuss the physics on which relies this assertion.

It is now proven that neutrinos oscillate[1, 2]. This property implies that neutrinos have a mass, and thus, that there is physics beyond the Standard Model (SM). Such physics is of importance in order to improve our knowledge of fundamental interactions. More specifically, one of the parameters which is sought for is the  $\theta_{13}$  angle, describing the oscillation between the lightest and the heaviest neutrino [3]. This particular angle is of major interest as it leads to the possibility or not (in case of nullity) to get access to the CP violation in the leptonic sector.

There are different ways to observe neutrino oscillations : we can seek for the appearance of a flavour, or for the disappearance of a flavour. We will focus on the Double Chooz experiment ([3]) which is a disappearance one. Experiments of disappearance of flavour use the inverse- $\beta$ -decay reaction (1), which has a threshold in energy (1.8MeV) and a small cross section [3]; thus it requires a huge flux of  $\bar{\nu}_e$ . Nuclear power plants of 900MWe produce a flux of about  $10^{20}s^{-1}$  of  $\bar{\nu}_e$  coming from the  $\beta^-$ -decay of the fission products in the core.

$$\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+ \quad (1)$$

Current thermal neutrons reactors use low enriched uranium fuel. The fuel is enriched in  $^{235}\text{U}$ , which is a fissile nucleus<sup>1</sup> allowing the production of power.  $^{235}\text{U}$ , however, represents at most a small fraction of the fuel (usually <5%) while  $^{238}\text{U}$  usually represents more than > 95% of the fuel.  $^{238}\text{U}$  is a fertile nucleus<sup>2</sup> that can also fission with fast neutrons, with a small cross section, and thus contribute also to the production of power (about 7 to 10 %); but the main reaction between  $^{238}\text{U}$  and neutrons is neutron capture. Through this process,  $^{238}\text{U}$  produces  $^{239}\text{Pu}$  — which is an efficient fuel for nuclear weapons — with the following path given in (2) :



As  $^{239}\text{Pu}$  is a fissile nucleus, it then fissions, and takes an increasing part of the power production as time goes by. This phenomenon is part of what is called the burnup of the fuel. With a long stay of the fuel in the core,  $^{241}\text{Pu}$  appears as well and contributes also to the production of power. The characteristics of the fissions are different for  $^{235}\text{U}$ ,  $^{238}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$  and  $^{241}\text{Pu}$  (*cf table 1*) which are the main contributors to the production of power inside a power plant, and thus the increasing contributions of  $^{239}\text{Pu}$  and  $^{241}\text{Pu}$  fissions induce changes in the  $\bar{\nu}_e$  flux and shape of spectrum.

---

1. Fissile nuclei are nuclei that can fission under a flux of thermal incident neutrons (0,025eV).  $^{233}\text{U}$ ,  $^{235}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$  and  $^{241}\text{Pu}$  are fissile nuclei.

2. A fertile nucleus gives birth to a fissile nucleus thanks to a neutron capture.

data per fission	$^{235}\text{U}$	$^{238}\text{U}$	$^{239}\text{Pu}$	$^{241}\text{Pu}$
E (MeV)	201,7	205	210,0	212,4
nb $\bar{\nu}_e$	5,56	6,69	5,09	5,89
(>1,8 MeV)	1,92	2,28	1,45	1,83
E $\bar{\nu}_e$ (MeV)	1,46	1,56	1,32	1,44

TABLE 1 – Differences in the  $^{235}\text{U}$ ,  $^{238}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$  and  $^{241}\text{Pu}$  fissions given in [4] and a calculation of P. Huber & Th. Schwetz, [5].

The discrepancy between the number and the mean energy of the  $\bar{\nu}_e$  are mainly due to the differences in the fission products distributions of these nuclei (see, for example, the discrepancy between  $^{235}\text{U}$  and  $^{239}\text{Pu}$  fissions fig. 1). (*cf figure 1*).

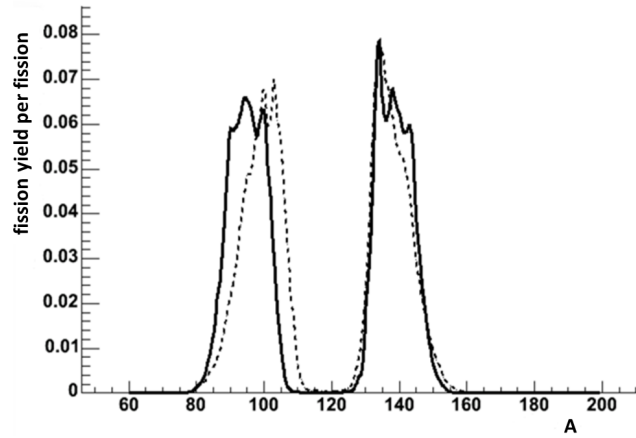


FIGURE 1 – Discrepancies in the fission products distributions for  $^{235}\text{U}$  and  $^{239}\text{Pu}$  (*database* : ENDF/B 6.8).

Indeed, the fission products are neutron-rich nuclei and join the valley of stability through  $\beta$ – decay which is described by :



and the conservation of energy :

$$E_\beta + E_{\bar{\nu}_e} = E_{\beta_{\max}} \quad (4)$$

where  $E_{\beta_{\max}}$  is the *endpoint* of the decay.

To sum up, as a fuel gets irradiated in time, its composition changes. It is especially the case for fissile nuclei which contribution evolve in time, and thus, the  $\bar{\nu}_e$  flux and energy spectrum emitted by a nuclear power plant. The question that is raised now is whether this property can be used in order to remotely monitor the composition of the fuel incore with an accuracy sufficient to detect a "significant" diversion in a "timely" fashion.

We devote a section to introduce the International Atomic Energy Agency (IAEA) and we define there what a "significant quantity" and "timeliness" mean : the **significant quantity would be here of 8kg of plutonium** to be detected in the **timeliness of 3 months**. In this section, we also review the worldwide effort of  $\bar{\nu}_e$  detectors for non proliferation purpose. In the same time, we present the interest of the European effort on this topic.

In order to complete our survey, we need to predict the evolution in time of the flux and energy spectrum of the  $\bar{\nu}_e$  emitted by each type of reactor studied (including various kinds of fuels), and to evaluate the influence of a diversion of a significant quantity on the  $\bar{\nu}_e$  flux and energy spectrum for each proliferating scenario provided by the IAEA. Our strategy to achieve this objective is presented in fig. 2.

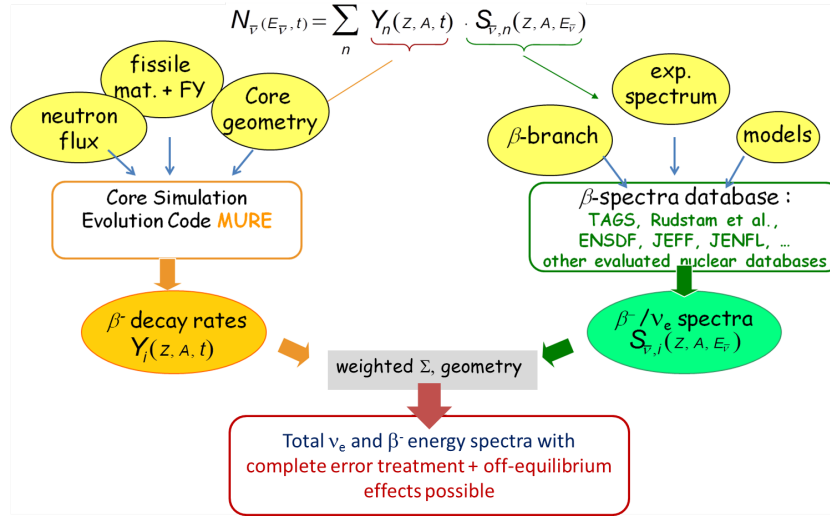


FIGURE 2 – Strategy of the simulation of the  $\bar{\nu}_e$  spectra in the frame of our study.

To proceed to the left hand branch, we need to develop a generic simulation tool. We detail each step of this development in the second part : the choice of the initial code : MCNP Utility for Reactor Evolution (MURE), and the associated approximations. Thanks to this simulation tool, we have access to the reaction rates of each fissile nucleus, and thus to the evolution in time of the composition of the fuel (including the fission products).

### New predictions of $\bar{\nu}_e$ spectra with the summation method

Once we have access to the evolution in time of each fission product, we can proceed to the right hand branch, and modelize the  $\bar{\nu}_e$  spectrum emitted by the fission products. Our approach is to build the spectrum by the summation of the contribution of each nucleus.

The modelisation of the  $\beta$  decays is challenging, as it relies on both physics modelisation and experimental data. In chapter I, we discuss the description of the physics involved in the  $\beta^-$  decay process, and in chapter II, we give the mathematical expressions we implemented for that matter after P. Huber [6], as well as the choice we made for the databases [7]. Indeed, in the equation (3), the knowledge of the endpoint of the decay is required, and these data are only available in data bases. For some nuclei, the data available are biased by the "Pandemonium" effect<sup>3</sup>. We show in chapter II that the bias induced by this effect is of great importance : by using the new data for only 7 nuclei freed from this effect, we show that our update in our  $\bar{\nu}_e$  spectra calculation leads to a discrepancy of several % on the spectra previously calculated by Mueller *et al.* [8] and P. Huber [6]. This result, which is accepted for publication in Phys. Rev. Letter, proves that new measurements are needed in order to have a better knowledge of the  $\bar{\nu}_e$  spectra ; such a better knowledge would be of interest for our non proliferation studies and also for the search after the "reactor anomaly" [9]. The "reactor anomaly" is a deficit in the neutrinos detected by detectors situated "near" (<100m) reactor plants in  $\bar{\nu}_e$  experiments. This anomaly could be solved either by the existence of sterile neutrino(s) or a reevaluation of the predicted spectra.

Besides, as we have performed a complete tool to predict spectra for any nucleus, we have simulated the spectra for nuclei of interest for which  $\beta$  measurements have not yet been completed. These first results, which constitute new predictions are presented in table 2 (the new prediction for  $^{238}\text{U}$  is given in [7]).

3. this effect is due to the high resolution detectors usually used to detect the  $\gamma$  emitted by the excited daughter nucleus in the  $\beta$  decay process. They have a trend to overestimate small  $\gamma$  energy decays of the daughter nucleus, and thus, overestimate the branching ratios to the low excited levels of the daughter nucleus. These low excited levels correspond to high energy endpoints of the decay. To get rid of this effect, an alternative method of measurement, TAGS (Total Absorption Gamma Spectroscopy), is available.

Thanks to our complete tool, we can perform our studies about the prospective usefulness of an IAEA-footprint  $\bar{V}_e$  detector for non proliferation purpose. The scenarios we study involve a CANDU<sup>4</sup> reactor, a VHTR<sup>5</sup> reactor and a sodium-cooled FBR<sup>6</sup>. Each time we use the same method, consisting in checking the reactor physics of our simulation. This is done by checking the  $K_\infty$  of our simulation and its consistency with the expected neutron leakage, and by verifying that the reaction rates of the fissile nuclei produce the expected power. We then check the feasibility of the diversion scenario from the reactor physics point of view and the attractivity of the plutonium produced. Once the feasibility established, we compare the evolution in time of the flux detected in the detector for the proper operation of the reactor and for its misuse during the time required to divert a significant quantity. We then evaluate the probability of detection of the misuse of the reactor. The detector chosen is 1.1t of scintillating liquid with an efficiency of 50%. We detail the position for each simulation.

## Studies of proliferation scenarios

### Results obtained for a CANDU reactor

A CANDU reactor is an on-load reactor and thus the scenarios studied consist in a change of the loading plan, with a part of the fuel refuelled faster and the other longer in order to maintain constant the number of movements per day.

We have simulated one single channel surrounded by a mirror in order to simplify the calculations. The mirror is placed in order to simplify the calculations, with various refuelling periods. Reactor physics is used to deduce the refuelling period corresponding to a standard ("legitimate") operation of the core. This simulation is then used to compute the  $\bar{V}_e$  flux emitted by a core that would be the super-imposition of 400 channels, refuelled every 200 days, with 2 channels refuelled per day. Then the principle of a diversion scenario is the following : refuel part of the core to extract higher quality plutonium and in parallel refuel less often the remaining part of the core so as to still have only 2 channels refuelled per day.

Our first scenario is to have 1/4 of the reactor discharged every 100 days, and 3/4 every 300 days. With such a scenario, the plutonium produced would be fuel-grade and the difference in the average daily flux would be of 1.25%. We evaluate the  $p$ -value of a Kolmogorov-Smirnov test between the evolution in time of the average daily flux of the legitimate use of the reactor with its associated error bars and first another legitimate use with in order to evaluate the number of "false-positive" detections. Then we apply the test of a proliferating scenario against the legitimate in order to get the detection ratio. In this case, the number of "false positives", is of 23.9% for the detector located at 25m, and reaches 31% when located at 15m. Then we apply the test of a proliferating scenario against the legitimate one in order to get the detection ratio. With a discrepancy of 1.25% between the legitimate and the proliferating scenario, a misuse would be detected with a probability of 63% with the detector located at 25m from the core, this probability would reach 96% in a timely fashion for a detector situated at 15m of the core. The confidence in a positive detection would be of about 90% (resp. 75%) as long as the evaluated probability of the misuse by independent means is of more than 75% (resp. 50%).

In case of a refuelling plan which would contain 1/8 of channels discharged every 50 days and 7/8, every 350 days, the plutonium produced would be almost weapon-grade (>90% in  $^{239}\text{Pu}$ ) and the detection of the diversion would be effective in any case, for the detector located either at 25m or 15m. This scenario is on the edge of feasibility in the reactor physics point of view, hence we have studied another scenario. We departed from the legitimate equilibrium and then simulated a transient which consists in the withdrawal of channels at 50 days only for the duration of the diversion of a full significant quantity of plutonium. This transient is compatible with the reactor physics and would be detected in a timely fashion with a probability of 73% with the detector situated at 15m from the reactor.

In our study, we only have used the normalization of the emitted spectra. A way to refine our study would be to take into account also the shape of the spectrum. It would be all the more interesting as it would enable

---

4. CANadian DeUterium reactor.

5. Very High Temperature Reactor

6. Fast Breeder Reactor

us to study other scenarios. For instance, such scenarios could involve a change in the power delivered by the reactor in order to hide the diversion. Such change in the power would have an influence on the burnup of the fuel, and thus, on the shape of the spectrum. The confidence in a detection could be improved thanks to a better knowledge on the error bars. We actually decided to be on the safe side, choosing an error bar of 10% for each bin of the spectrum simulated. These error bars are conservative but need further research to be properly evaluated. This improvement is all the more important as the number of "false positives" needs to be decreased in order to improve the confidence in a positive detection.

### Results obtained for a VHTR reactor

We have studied a diversion scenario for several pebble bed reactors. Pebble bed reactors are very high temperature reactors with an on-load refuelling mode. We have simulated a single pebble surrounded by a mirror, thus simulating an infinite reactor, with a packing fraction of 51% in each case. The first simulation was confronted to a benchmark in order to validate the reactor physics. The reactor of the benchmark was of 200MWth, filled with UOx pebbles, PuOx pebbles or ThUOx pebbles. Our comparison to the benchmark shows that our results are within the predictions of the participants to the benchmark. Our scenario of diversion for this reactor consists in the withdrawal of pebbles of a given burnup replaced by a mix of new pebbles and pebbles already at the maximum burnup. The reactor physics shows that the influence of a diversion of almost weapon-grade plutonium would only be possible if the operator could arbitrarily add more fresh pebbles than expected in a "legitimate" scenario in the core. Our detector needs to be at a distance of 7.5m in order to have enough events per day, which requires further calculations in order to validate the assumption of punctual source we made. But if validated, the diversion of a significant quantity would induce up to 7% discrepancy on the daily flux, and would be detected in any scenario (transient or steady-state) in a timely manner, with only 1.5% of false-positive detection.

For the innovative fuels (PuOx and ThUOx), the most probable scenario would be to divert fresh pebbles and replace them by UOx pebbles. In the case of the ThUOx fuel, this scenario would lead to a discrepancy of 9% in the daily flux emitted by the reactor. In the case of the PuOx fuel, the discrepancy drops to less than 1% due to the inventory of plutonium per pebble. We have thus calculated the maximum thermal power for which the diversion would be detected in a timely fashion. It would be of 55MWth if we want a discrepancy of 2.5% in the daily flux induced by the diversion.

We then have made the calculation for the diversion of UOx pebbles in a PBMR (Pebble Bed Modular Reactor). The PBMR is a project in South Africa which has undergone several redesigns, especially in terms of power. For both the 200MWe and 400MWe designs, a diversion of 1 significant quantity of high quality plutonium would be detected with a probability of more than 99.99%, in both powers for steady-state proliferating scenario. For the transient, the probability of detection would be of 96.2% for the 400MWth design, and more than 99.99% for the 200MWth design, the number of false positive would be of 1%, and for the 400MWth, 9%. Our study shows a link between the density of power of the reactor, the power itself and the enrichment of the fuel. Further understanding of the relationships among these data would be of interest in order to find an optimized size of the reactor both for industrial and Safeguards point of view.

In both cases, CANDU and VHTR, the detector must be closer to the reactor than previously assumed in order to have enough statistics to be able to be sensitive to the diversion of 1 SQ. Thus, the implicit assumption we made by considering the reactor as a point is not reasonable any longer : it will be necessary to introduce and evaluate a corrective term,  $Geo_{R,D}(d)$  (where  $R$  is the reactor,  $D$ , the detector and  $d$  the distance between the two) which takes the effect of dimensions into account.

### Results obtained for a sodium-cooled FBR reactor

In this case, we have simulated the complete design of the Indian demonstrator PFBR of 1250MWth, as given in [10]. The various fuels, however, were taken from our simulations or other sources. The diversion scenario is to put depleted uranium (spent fuel from CANDU reactor) in the blanket instead of minor actinides targets. We have checked the feasibility of such scenario in respect of reactor physics and find that the produced plutonium would be almost weapon-grade. The tiny difference between a proper transmutation blanket and a depleted uranium one makes it particularly difficult to detect a misuse of a FBR thanks to

a  $\bar{\nu}_e$  detector : 57.8% of detection with our detector situated at 25m from the reactor, and assuming a full replacement of the blanket, while 1/8 would be enough to divert a significant quantity.

Another approach, consisting in requiring a minimum density of  $^{237}\text{Np}$  (5%) in the blanket fuel would lead to a production of plutonium containing more than 9% of  $^{238}\text{Pu}$ . From an article of Kessler *et al.* ([11]), this content in  $^{238}\text{Pu}$  would make this plutonium unusable for a weapon. The difference between such a blanket and a pure depleted uranium one is easier to detect for a  $\bar{\nu}_e$  detector, with 97.2% of detection probability at 25m. Nevertheless, the discrepancy for the diversion of one SQ would be less than 1% while the delayed neutron fraction has already dropped from 495 pcm (legitimate case) down to 399 pcm (5%  $^{237}\text{Np}$ ). Thus, requiring more  $^{237}\text{Np}$  in order to induce a larger discrepancy may not be compatible with nuclear safety. In any case,  $^{237}\text{Np}$  is both fertile and fissile, thus such a solution needs to be taken carefully, and a full study should comprise a real proliferation-resistant way of obtaining this  $^{237}\text{Np}$ .

Nucleus	incident energy	neutrons	$E_{\text{moy}} \bar{\nu}_e$ computed with MURE	former $E_{\text{moy}} \bar{\nu}_e$	Discrepancy $E_{\text{moy}} \bar{\nu}_e$	Nb $\bar{\nu}_e/\text{fission}$ computed with MURE	former $\bar{\nu}_e/\text{fission}$	Discrepancy $\bar{\nu}_e/\text{fission}$	Nb $\bar{\nu}_e/\text{fission}$ with energy >1.8 MeV computed with MURE	former $\bar{\nu}_e/\text{fission}$ of energy >1.8 MeV	nb of $\bar{\nu}_e/\text{fission}$ in energy >1.8 MeV	discrepancy in $\bar{\nu}_e/\text{fission}$ of energy >1.8 MeV
$^{232}\text{Th}$	epithermal		/	/	/	/	/	/	2.485	/	/	/
$^{233}\text{U}$	thermal		1.44	/	/	4.552	/	/	1.35	/	/	/
$^{235}\text{U}$	thermal		1.55	1.46	6.2%	5.553	5.58	-0.5%	1.841	1.92	-4.1%	-4.1%
$^{238}\text{U}$	epithermal		1.7	1.56	9.0%	6.604	6.69	-1.3%	2.483	2.28	8.9%	8.9%
$^{238}\text{Pu}$	epithermal		1.36	/	/	4.487	/	/	1.219	/	/	/
$^{239}\text{Pu}$	thermal		1.4	1.32	6.1%	4.926	5.09	-3.2%	1.4	1.45	-3.4%	-3.4%
	epithermal		1.41	/	/	4.863	/	/	1.388	/	/	/
$^{240}\text{Pu}$	epithermal		1.45	/	/	5.158	/	/	1.545	/	/	/
$^{241}\text{Pu}$	thermal		1.51	1.44	4.9%	5.549	5.89	-5.8%	1.775	1.83	-3.0%	-3.0%
	epithermal		1.51	/	/	5.611	/	/	1.78	/	/	/
$^{242}\text{Pu}$	epithermal		1.43	/	/	6.651	/	/	1.962	/	/	/

TABLE 2 – Mean energy and mean number of  $\bar{\nu}_e$  emitted by fission computed with our simulation tools.

## Outlook

### Experimental efforts to be undertaken

In our construction of the  $\beta$  and  $\bar{\nu}_e$  spectra, we have found discrepancies with the  $\beta$  spectra measured by Schreckenbach *et al.*, which remain unique today. The conversion into  $\bar{\nu}_e$  spectra by Schreckenbach revisited ([8, 9]) and the calculation completed by Mueller *et al.* then by P. Huber lead to the "reactor anomaly". We also find a different normalization (lower) of the spectrum only by taking into account revised data for 7 nuclei, freeing them from the "Pandemonium" effect. Our work proves that important experimental effort is to be undertaken in order to have a better knowledge of the  $\beta$  spectra and thus  $\bar{\nu}_e$ .

This topic of research is also of major importance for research devoted to nuclear safety, as it leads to a better knowledge of the delayed neutrons in the fuel and of the residual power, which are two key parameters in the safety point of view. As we have performed a generic tool that grants us access to the specific contribution of each nucleus, we can shortly draw a list of the experimentally unknown nuclei which have an important contribution and for which new measurements with the TAGS method would improve our accuracy. Such a list has already been performed in our research group ERDRE in 2009 for current reactors, in the frame of  $\bar{\nu}_e$  studies. New experiments have thus been planned using the TAGS method next year.

### Experimental validation of our simulation tool

The simulation of a complete core in the frame of the Double Chooz experiment performed by A. Onillon will shortly be confronted to the near-detector measurement. This constitute a key step of the studies of the detection of  $\bar{\nu}_e$  for non proliferation purpose as it will enables us to evaluate the sensitivity of this probe thanks to its accuracy.

Besides, the simulation of the complete core of research reactor OSIRIS (France) undertaken by V.-M. Bui coupled to the data-taking of NUCIFER<sup>7</sup> detector should provide us with a complementary validation. This validation is all the more important as we are moving toward an integrated tool (detector+simulation) for our non proliferation effort.

### Optimisation of detector performances - towards new detection method ?

In the worldwide effort for the detection of  $\bar{\nu}_e$  for non proliferation purpose, a new generation of detectors arises. These new detectors, of a footprint compatible with the IAEA's requirements, use segmented plastics doped with <sup>6</sup>Li instead of liquid scintillating. Even though the deployment of current liquid scintillating detectors is of major interest for the ongoing studies, this "plastics generation" is promising. Indeed, such  $\bar{\nu}_e$  detectors would be integrated in a "Safeguards by Design" approach and after our calculations should be in the reactor building. They should also require the less maintainance possible. For that purpose, plastics detectors seem to have assets : it would ease the evidence of safety as contrary to liquid scintillating, plastics is not inflammable and at first sight, the issue of the loss of transparency should not be faced by plastics.

In our construction of the  $\bar{\nu}_e$  spectra, we have shown, for example with the <sup>232</sup>Th spectrum, that actinides dominate by far the spectra over the fission products. The point is that the endpoint of the decays of the actinides is below the threshold of the  $\beta$ -inverse reaction. Another possible reaction between nuclei and neutrinos is the neutrino-nucleus scattering. This reaction has no threshold, but is uneasy to detect. The problem is that the detection relies on the measurement of the recoil energy of the nucleus in the detector. The heavier the nucleus, the larger the cross section, but also, the least, the recoil energy. For the moment, with existing detectors, only  $\bar{\nu}_e$  with an energy > 2 MeV can be detected [12].

---

7. NUCIFER is a french experiment lead by CNRS and CEA, deploying a detector of a cubic meter size.



## Bibliographie

- [1] The Super-Kamiokande Collaboration, *Evidence for oscillation of atmospheric neutrinos*, Phys. Rev. Lett. 81 (1998) 1562-1567
- [2] Q. R. Ahmad *et al.* [SNO Collaboration] Phys. Rev. Lett. vol. 89, No. 1, 011301 (2002)
- [3] Letter of Intent for Double-CHOOZ : a Search for the Mixing Angle  $\theta_{13}$ , arXiv :hep-ex/0405032v1
- [4] Kopeikin V. I., Mikhaelyan L. A., and Sinev V. V., *Spectrum of electronic reactor antineutrinos*, Phys. Atom. Nucl. 60 (1997) 172.
- [5] P. Huber & Th. Schwetz, *Precision spectroscopy with reactor anti-neutrinos*, arXiv :hep-ph/0407026v2 14 Oct 2004
- [6] P. Huber, Phys. Rev. **C84**, 024617 (2011)
- [7] M. Fallot, S. Cormon, M. Estienne *et al.* , *New antineutrino energy spectra predictions from the summation of beta decay branches of the fission products*, accepté par Phys. Rev. Lett., arXiv 1208.3877
- [8] Th. A. Mueller *et al.*, *Improved prediction of antineutrino spectra*, Phy. Rev. C **83** (2011)
- [9] G. Mention *et al.*, Phys. Rev. **D83**, 073006 (2011)
- [10] A. Glaser & M. V. Ramana, "*Weapon-Grade Plutonium Production Potential in the Indian Prototype Fast Breeder Reactor*", Science & Global Security, Princeton University (2007)
- [11] G. Kessler *et al.*, "*A new scientific solution for preventing the misuse of reactor-grade plutonium as nuclear explosive*", N.E.D 238 (2008)
- [12] Bernstein, "*6th International Workshop on Low Energy Neutrino Physics*" (2012)



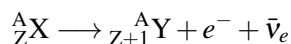
# .0. Introduction

*Il n'y a qu'une chose qui puisse rendre un rêve impossible,  
c'est la peur d'échouer.*

P. Coelho

CES DERNIÈRES ANNÉES ont vu apparaître la naissance d'une physique appliquée du neutrino : en effet, la détection des  $\bar{\nu}_e$  pourrait constituer un outil de surveillance des centrales nucléaires afin de lutter contre la prolifération. Le présent manuscrit se fixe pour objectif de présenter les ingrédients de physique qui permettraient d'utiliser un détecteur d'antineutrinos électroniques ( $\bar{\nu}_e$ ) à cette fin, quels outils informatiques il a fallu développer pour l'étude, et enfin les résultats obtenus pour des scénarios de prolifération.

Dans la première partie, nous aborderons les différents domaines de la physique qui sous-tend notre étude. En particulier, en nous intéressant à l'histoire du neutrino, nous verrons que depuis qu'il est établi que ces particules peuvent osciller (*i.e.* changer de saveur), de nouvelles expériences sont mises en place afin de décrire plus précisément ce phénomène. En particulier celle de Double-Chooz, dont nous expliquerons la finalité principale, qui est la détermination de l'angle de mélange  $\theta_{13}$ . Nous verrons également que pour atteindre cet objectif, l'expérience a lieu près d'une centrale nucléaire de production d'électricité située à Chooz dans les Ardennes. En effet, une centrale nucléaire produit un très fort flux (de l'ordre de  $10^{20} s^{-1}$ ) d' $\bar{\nu}_e$  dû à la décroissance  $\beta^-$  des produits de fission au sein de son réacteur. Ces produits de fission sont situés dans la zone des noyaux riches en neutrons par ce type de décroissance, qui s'écrit :



et pour laquelle, la loi de la conservation de l'énergie s'écrit :

$$E_\beta + E_{\bar{\nu}_e} = E_{\beta_{max}}$$

où  $E_{\beta_{max}}$  désigne l'énergie maximale disponible pour la décroissance, que nous nommerons *endpoint* par la suite.

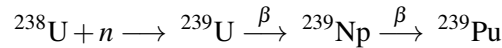
La décroissance  $\beta^-$  des produits de fission (PF) jouant un rôle primordial dans notre étude, nous en aborderons les points principaux dans le chapitre I.

Le développement de notre étude a pour objectif de mener une étude d'utilité de la détection des  $\bar{\nu}_e$  à des fins de non prolifération. Nous présenterons en conséquence l'Agence Internationale de l'Énergie Atomique (AIEA) qui est l'Agence de l'ONU chargée de s'assurer de l'utilisation pacifique de l'Atome, nous définirons à cette occasion ce que nous cherchons à détecter : le détournement d'une "*quantité significative*" de matière nucléaire en "*temps utile*" (détournement de référence).

Nous présenterons ensuite les enjeux du nucléaire du futur puis le fonctionnement d'un réacteur nucléaire. Ceci nous conduira à mettre en évidence les principes généraux de fonctionnement des réacteurs nucléaires en abordant les différents "paramètres" qui seront d'importance pour notre étude. En particulier, nous aurons l'occasion de voir que le combustible des réacteurs à neutrons lents (95% du parc mondial) est constitué d' $^{235}\text{U}$ , qui est un noyau fissile<sup>8</sup> permettant la production d'énergie, et, en grande majorité

8. Un noyau est dit fissile s'il peut fissionner sous un flux de neutrons de faible énergie incidente (0,025eV). L' $^{233}\text{U}$ , l' $^{235}\text{U}$ , le  $^{239}\text{Pu}$  et le  $^{241}\text{Pu}$  sont fissiles.

(> 95%) d' $^{238}\text{U}$ , qui est fertile<sup>9</sup>. L' $^{238}\text{U}$  produit du  $^{239}\text{Pu}$  — combustible privilégié des armes nucléaires — par une capture neutronique suivie de deux décroissances  $\beta$  :



C'est précisément cette production de  $^{239}\text{Pu}$  qui doit être surveillée dans le cadre de la lutte contre la prolifération des matières fissiles.

Les caractéristiques de fission diffèrent entre l' $^{235}\text{U}$ , le  $^{239}\text{Pu}$ , l' $^{238}\text{U}$  et le  $^{241}\text{Pu}$  qui sont les principaux contributeurs à la production d'énergie au sein du réacteur. Les différences en nombre et énergie moyenne des  $\bar{\nu}_e$  sont principalement dues à la différence entre les distributions des produits de fission de ces quatre noyaux. Le flux et le spectre en énergie des  $\bar{\nu}_e$  émis sont donc différents selon le noyau qui a fissionné. Cette propriété est d'autant plus intéressante que la composition du combustible évolue dans le temps, il s'agit du *burnup*<sup>10</sup> du combustible. Ainsi donc, le flux et le spectre en énergie des  $\bar{\nu}_e$  émis par une centrale nucléaire évoluent dans le temps. La question est maintenant de savoir si cette propriété est exploitable pour contrôler à distance la teneur en  $^{239}\text{Pu}$  du combustible chargé en réacteur avec une précision suffisamment grande pour détecter à coup sûr le détournement de référence.

Pour mener une telle étude à bien, il nous faut être en mesure de prévoir l'évolution dans le temps du flux et du spectre en énergie des  $\bar{\nu}_e$  émis par chaque type de réacteur (incluant la diversité des combustibles), et d'évaluer l'influence sur ces deux points de chaque scénario proliférant fourni par l'AIEA.

Au cours du chapitre II, nous présenterons l'outil de simulation que nous utilisons, puis celui de modélisation des spectres que nous reconstruisons. Nous présenterons les spectres  $\bar{\nu}_e$  émis par chaque noyau fissile que nous avons calculés ainsi que les enjeux de physique des  $\bar{\nu}_e$  et de physique nucléaire qui y sont associés.

Une fois ceci fait, il nous restera à réaliser des études de sensibilité d'un détecteur d' $\bar{\nu}_e$  à des scénarios de prolifération pour différents réacteurs. La priorité a été mise sur des réacteurs à rechargement en ligne et un réacteur à neutrons rapides à couverture.

Pour résumer, notre étude de faisabilité de l'utilisation de la détection des  $\bar{\nu}_e$  à des fins de non prolifération consiste à modéliser le spectre  $\bar{\nu}_e$  émis par un réacteur en fonctionnement normal en ayant un premier traitement des erreurs associées à cette modélisation. Dans notre chapitre III, nous testerons l'écart induit par un comportement proliférant sur le spectre initial et en déduirons quelle sensibilité un détecteur d' $\bar{\nu}_e$  contenant 1.1t de liquide scintillant et possédant une efficacité de détection de 50% peut avoir pour un détournement de matière fissile en un temps donné. Ces tests seront appliqués à trois types de réacteurs : CANDU<sup>11</sup>, PBMR<sup>12</sup> et enfin RNR-sodium<sup>13</sup>. Dans le chapitre III, notre démarche pour chaque type de réacteur étudié consiste à :

- dans un premier temps, vérifier que les hypothèses de simulation adoptées respectent les propriétés neutroniques du concept ;
- définir un ou plusieurs scénarios de détournement proliférant ;
- calculer les flux et spectres en énergie des  $\bar{\nu}_e$  associés ;
- réaliser plusieurs tests statistiques destinés à estimer le pouvoir discriminant d'un détecteur d' $\bar{\nu}_e$  placé proche du réacteur.

Enfin, nous concluons toutes ces études et donnons quelques perspectives.

9. Un noyau est dit fertile s'il peut produire un noyau fissile par capture neutronique.

10. cette grandeur, exprimée en GWd/t, correspond à l'énergie délivrée par une tonne de combustible.

11. réacteur CANAdian Deuterium Uranium

12. réacteur à très haute température à lit de boulets

13. réacteur à neutrons rapides et caloporteur sodium

# Table des matières

<b>Remerciements</b>	<b>i</b>
<b>Executive summary</b>	<b>iii</b>
Bibliographie . . . . .	xi
<b>Introduction</b>	<b>xiii</b>
<b>I À l'interface entre plusieurs physiques</b>	<b>1</b>
<b>I.1 Quelques éléments de physique des neutrinos</b>	<b>3</b>
I.1.1 Une particule "inventée" pour sauver la conservation de l'énergie . . . . .	3
I.1.2 Le Modèle Standard . . . . .	4
I.1.3 La mise en évidence de l'existence du neutrino et une première propriété particulière . . .	5
I.1.4 Les neutrinos solaires et l'énigme du déficit de neutrinos... . . . .	7
I.1.5 Vers une physique au-delà du Modèle Standard . . . . .	8
I.1.5.1 Particule de Dirac ou de Majorana ? . . . . .	8
I.1.5.2 Les oscillations de neutrinos . . . . .	9
I.1.5.3 L'"anomalie réacteur" : un quatrième neutrino, stérile ? . . . . .	12
Bibliographie . . . . .	13
<b>I.2 Double Chooz et les <math>\bar{\nu}_e</math></b>	<b>15</b>
I.2.1 Méthode de détection de Double Chooz . . . . .	16
I.2.2 Les premiers résultats obtenus . . . . .	17
I.2.2.1 Les efforts de simulation réacteur pour affiner la connaissance de la source $\bar{\nu}_e$ . .	17
I.2.2.2 Détermination de l'angle $\theta_{13}$ avec la première phase de Double Chooz . . . . .	19
I.2.3 Conclusion . . . . .	19
Bibliographie . . . . .	19
<b>I.3 La décroissance <math>\beta^-</math></b>	<b>21</b>
I.3.1 Le point de départ : la règle d'or de Fermi . . . . .	22
I.3.2 Règles de sélection . . . . .	24
I.3.2.1 Les corrections à apporter au modèle . . . . .	25
Bibliographie . . . . .	25
<b>I.4 L'Agence Internationale de l'Énergie Atomique</b>	<b>27</b>
I.4.1 Le département des Garanties . . . . .	28
I.4.1.1 Le cadre juridique des inspections des Garanties . . . . .	28
I.4.1.2 Le renforcement des garanties . . . . .	29
I.4.1.3 Les garanties intégrées . . . . .	29
I.4.2 Les installations à surveiller . . . . .	29
I.4.3 Des outils au profit des inspecteurs des Garanties . . . . .	31
I.4.4 Réunions AIEA/physiciens des neutrinos . . . . .	32
I.4.4.1 Création d'un groupe de travail <i>ad hoc</i> à l'AIEA . . . . .	32
I.4.4.2 ESARDA . . . . .	32

Bibliographie . . . . .	35
<b>I.5 L'avenir du nucléaire - enjeux énergétiques pour le futur</b>	<b>37</b>
I.5.1 Les défis de la production d'énergie durable . . . . .	38
I.5.2 Le nucléaire, une énergie durable ? . . . . .	38
I.5.3 Les leviers pour relever les défis de la production d'énergie nucléaire durable . . . . .	43
I.5.3.1 L'intérêt des hautes températures . . . . .	43
I.5.3.2 Le gain sur la consommation du combustible . . . . .	44
I.5.3.3 La transmutation des déchets . . . . .	45
I.5.4 Les réacteurs simulés dans le cadre de cette thèse . . . . .	46
I.5.5 Simulation de combustibles innovants . . . . .	46
Bibliographie . . . . .	47
<b>I.6 Quelques principes des réacteurs nucléaires</b>	<b>49</b>
I.6.1 Le triptyque : Combustible-Modérateur-Caloporteur . . . . .	49
I.6.1.1 Le choix du combustible . . . . .	50
I.6.2 L'effet de burnup du combustible . . . . .	53
I.6.2.1 Modérateur . . . . .	55
I.6.2.2 Caloporteur . . . . .	57
I.6.3 La sûreté nucléaire . . . . .	57
I.6.3.1 Critère contrôle de la réactivité . . . . .	57
I.6.3.2 Critère évacuation de la puissance . . . . .	58
I.6.3.3 Critère confinement des produits radioactifs . . . . .	58
I.6.4 Un modèle simplifié de centrale . . . . .	59
I.6.5 Devenir du combustible utilisé . . . . .	59
I.6.6 Conclusion . . . . .	59
Bibliographie . . . . .	60
<b>I.7 Conclusion partielle du chapitre I</b>	<b>61</b>
<b>II Présentation des outils de simulation</b>	<b>63</b>
<b>II.1 Les codes et les bases de données</b>	<b>65</b>
II.1.1 MCNP(X) . . . . .	65
II.1.2 MURE . . . . .	68
II.1.2.1 Interfaçage avec MCNP(X) . . . . .	68
II.1.2.2 Interfaçage avec un code de suivi de l'évolution du combustible . . . . .	68
II.1.2.3 La capacité de simuler des rechargements du cœur . . . . .	69
II.1.2.4 Le calcul de la fraction de neutrons retardés . . . . .	69
II.1.3 Une interface graphique pour faciliter l'exploitation des résultats . . . . .	70
II.1.4 Les bases de données . . . . .	70
Bibliographie . . . . .	71
<b>II.2 Simulation de l'évolution en réacteur</b>	<b>73</b>
II.2.1 Contrôle des erreurs liées à la simulation MCNP . . . . .	73
II.2.2 Présentation des difficultés liées à la résolution des équations de Bateman . . . . .	75
II.2.2.1 MURE : Méthode de simplification des calculs pour la résolution des équations de Bateman . . . . .	75
II.2.3 Influence des bases de données . . . . .	76
II.2.3.1 Influence des bases de données sur les taux de production des produits de fission . . . . .	76
II.2.3.2 Influence des bases de données sur les taux de réaction . . . . .	77
II.2.3.3 Prise en compte du spectre en énergie des neutrons pour le calcul des taux de production des PF . . . . .	77
Bibliographie . . . . .	79

<b>II.3</b>	<b>Simulation des spectres <math>\beta</math> et <math>\bar{\nu}_e</math></b>	<b>81</b>
II.3.1	La modélisation du spectre $\beta$ global . . . . .	82
II.3.1.1	Modélisation d'un spectre $\beta$ . . . . .	83
II.3.1.2	Modélisation du spectre $\bar{\nu}_e$ . . . . .	85
II.3.1.3	Intégration des différents types de spectres dans MURE . . . . .	86
II.3.2	Résultats d'évolution obtenus avec MURE . . . . .	87
II.3.3	Construction par sommation du spectre d' $\bar{\nu}_e$ attendu par noyau fissile . . . . .	88
II.3.3.1	Sphère d' $^{235}\text{U}$ . . . . .	88
II.3.3.2	Sphère de $^{239}\text{Pu}$ . . . . .	88
II.3.3.3	Sphère de $^{241}\text{Pu}$ . . . . .	90
II.3.3.4	Bilan partiel pour les calculs possédant des données auxquelles se comparer . . .	92
II.3.4	Prédictions des spectres $\bar{\nu}_e$ pour les noyaux fissiles et/ou fissibles . . . . .	93
II.3.4.1	Prédictions pour le noyau d' $^{238}\text{U}$ . . . . .	93
II.3.4.2	Prédictions pour le noyau d' $^{233}\text{U}$ . . . . .	93
II.3.4.3	Prédictions pour le noyau de $^{232}\text{Th}$ . . . . .	94
II.3.4.4	Prédictions pour le noyau de $^{238}\text{Pu}$ . . . . .	95
II.3.4.5	Prédictions pour le noyau de $^{240}\text{Pu}$ . . . . .	95
II.3.4.6	Prédictions pour le noyau de $^{242}\text{Pu}$ . . . . .	96
II.3.5	Bilan . . . . .	96
	Bibliographie . . . . .	99
<b>II.4</b>	<b>Le test de prolifération</b>	<b>101</b>
II.4.1	Présentation du test de Kolmogorov-Smirnov . . . . .	101
II.4.2	Validation du test de Kolmogorov-Smirnov pour distinguer les signatures des actinides . .	102
II.4.2.1	Réglage du test de Kolmogorov-Smirnov . . . . .	103
II.4.2.2	Sensibilité du test au binning . . . . .	105
II.4.3	Test du $\chi^2$ - domaine de validité . . . . .	106
II.4.3.1	Formulation du test du $\chi^2$ . . . . .	106
II.4.3.2	Exemple de test valide du $\chi^2$ . . . . .	106
II.4.4	Application à la détection d'un comportement proliférant . . . . .	107
II.4.4.1	Vérification du réglage des plages de comptage pour le test du $\chi^2$ . . . . .	108
II.4.5	Discussion du risque de fausse alerte . . . . .	108
	Bibliographie . . . . .	109
<b>III</b>	<b>Études de scénarios</b>	<b>111</b>
<b>III.1</b>	<b>Études de scénarios de prolifération avec des réacteurs CANDU</b>	<b>113</b>
III.1.1	Géométrie d'un réacteur CANDU 6 . . . . .	115
III.1.2	Validation de la neutronique . . . . .	116
III.1.3	Scénario de prolifération . . . . .	116
III.1.3.1	Principe de rechargement d'un réacteur CANDU . . . . .	116
III.1.3.2	Détermination du nombre de grappes à détourner pour réunir une Quantité Signi- ficative (SQ) de plutonium . . . . .	118
III.1.3.3	Détermination de la qualité du plutonium produit en fonction du temps et du plan de rechargement . . . . .	118
III.1.3.4	Pertinence neutronique du scénario de rechargement 100 jours / 300 jours . . . .	118
III.1.3.5	Détermination de l'écart entre un comportement légitime et un comportement proliférant . . . . .	119
III.1.4	Évaluation de la validité des écarts calculés en $\bar{\nu}_e$ détectés en fonction du plan de rechar- gement . . . . .	120
III.1.4.1	Évaluation de l'influence de la normalisation des spectres . . . . .	121
III.1.4.2	Évaluation de l'influence de la prise en compte des phénomènes hors équilibre . .	123
III.1.4.3	Prise en compte de la section efficace de détection . . . . .	124

III.1.4.4	Détermination de l'influence de la barre d'erreur sur les taux de fissions . . . . .	127
III.1.4.5	Évaluation de l'influence de la barre d'erreur de 10 % bin à bin sur le spectre . . .	130
III.1.5	Potentiel de détection . . . . .	131
III.1.6	Étude du scénario de détournement avec un rechargement de 50 jours / 350 jours . . . . .	132
III.1.6.1	Production en quantité et qualité du plutonium produit . . . . .	132
III.1.6.2	Faisabilité neutronique du plan de rechargement 50 jours / 350 jours . . . . .	132
III.1.6.3	Calcul de l'influence d'un détournement avec le spectre reconstruit à partir de notre simulation . . . . .	133
III.1.7	Conclusion . . . . .	135
	Bibliographie . . . . .	135
<b>III.2</b>	<b>Études de scénarios de prolifération avec un VHTR</b>	<b>137</b>
III.2.1	Les différents types de VHTR . . . . .	138
III.2.1.1	Les particules de combustible . . . . .	138
III.2.1.2	Les réacteurs compacts . . . . .	138
III.2.1.3	Les réacteurs à lit de boulets . . . . .	138
III.2.2	Présentation du réacteur de référence - validation de la neutronique . . . . .	139
III.2.2.1	Caractéristiques génériques du réacteur . . . . .	139
III.2.2.2	Traitement de l'hétérogénéité du combustible dans le boulet . . . . .	139
III.2.2.3	Combustible UOx . . . . .	141
III.2.2.4	Combustible PuOx . . . . .	143
III.2.2.5	Combustible ThUOx . . . . .	144
III.2.3	Scénario de prolifération pour un combustible UOx . . . . .	145
III.2.3.1	Détermination de la quantité et qualité du plutonium produit . . . . .	147
III.2.3.2	Détermination du temps de résidence des boulets . . . . .	147
III.2.3.3	Étude de l'influence du scénario sur la neutronique et les $\bar{\nu}_e$ émis . . . . .	149
III.2.4	Scénarios de prolifération pour des combustibles innovants . . . . .	153
III.2.5	Application au PBMR . . . . .	154
III.2.5.1	Cas d'origine à 400MWe . . . . .	155
III.2.5.2	Cas réduit à 200MWe . . . . .	157
III.2.6	Influence du stockage des boulets dans l'enceinte de la centrale . . . . .	158
III.2.7	Conclusions . . . . .	159
	Bibliographie . . . . .	161
<b>III.3</b>	<b>Études de scénarios de prolifération avec les réacteurs à neutrons rapides</b>	<b>163</b>
III.3.1	Le réacteur simulé . . . . .	164
III.3.2	Comparaison de la simulation à l'article . . . . .	166
III.3.3	Fonctionnement attendu du PFBR dans le cadre d'une utilisation légitime des couvertures	168
III.3.3.1	Vérification de la transmutation des actinides . . . . .	168
III.3.4	Écart en flux des $\bar{\nu}_e$ émis dans les cas normal et proliférant . . . . .	170
III.3.5	Utilisation d'un combustible innovant pour "dénaturer" le plutonium produit en couverture	171
III.3.6	Conclusion . . . . .	172
	Bibliographie . . . . .	174
<b>IV</b>	<b>Conclusions et perspectives</b>	<b>175</b>
<b>A</b>	<b>Non-prolifération : jalons historiques</b>	<b>181</b>
<b>B</b>	<b>Taux de production des PF pour les noyaux dont les spectres <math>\beta</math> ont été mesurés</b>	<b>185</b>
B.1	Sphère d' $^{235}\text{U}$ . . . . .	185
B.2	Sphère de $^{239}\text{Pu}$ . . . . .	185
B.3	Sphère de $^{241}\text{Pu}$ . . . . .	186
<b>C</b>	<b>Taux de production des PF pour les noyaux dont les spectres <math>\beta</math> n'ont pas encore été mesurés</b>	<b>187</b>



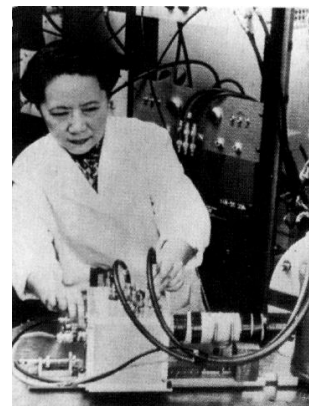
---

C.1	Sphère d' $^{238}\text{U}$ . . . . .	187
C.2	Sphère de $^{232}\text{Th}$ . . . . .	187
C.3	Sphère d' $^{233}\text{U}$ . . . . .	188
C.4	Sphère de $^{240}\text{Pu}$ . . . . .	188
<b>D</b>	<b>Table de <math>\chi^2</math></b>	<b>189</b>
	<b>Glossaire</b>	<b>199</b>



## CHAPITRE I

# À l'interface entre plusieurs physiques



**Physique des  $\bar{\nu}_e$**   
**L'expérience Double Chooz**  
**Décroissance  $\beta^-$  des noyaux**  
**Les enjeux du nucléaire du futur**  
**Physique des réacteurs**



# I.1. Quelques éléments de physique des neutrinos

Original: Photocopy of Pauli 1933  
Abschrift/15.12.96 PM

Offener Brief an die Gruppe der Radioaktiven bei der  
Gesellschafts-Tagung zu Tübingen.

Abschrift  
Physikalisches Institut  
der Eidg. Technischen Hochschule  
Zürich

Zürich, 4. Dez. 1930  
Diorastrasse

Liebe Radioaktive Damen und Herren,

Wie der Überbringer dieser Zeilen, den ich baldvöllst  
ansprechen bitte, Ihnen das näheren auseinanderzusetzen wird, bin ich  
angesichts der "falschen" Statistik der  $\beta$ - und  $\alpha$ -Kerne, sowie  
des kontinuierlichen  $\beta$ -Spektrums auf einen verzweifelten Ausweg  
verfallen: um den "Wochenblatt" (1) der Statistik und den Energiesatz  
zu retten. Nämlich die Möglichkeit, es könnten elektrisch neutrale  
Teilchen, die ich Neutronen nennen will, in den Kernen existieren,  
welche den Spin  $1/2$  haben und das Ausschliessungsprinzip befolgen und  
nicht von Lichtquanten ausserdem noch dadurch unterscheiden, dass sie  
nicht mit Lichtgeschwindigkeit laufen. Die Masse der Neutronen  
würde von derselben Grössenordnung wie die Elektronenmasse sein und  
jedemfalls nicht grösser als 0,01 Protonenmasse. Das kontinuierliche  
 $\beta$ -Spektrum wäre dann verständlich unter der Annahme, dass beim  
 $\beta$ -Zerfall mit dem Elektron jeweils noch ein Neutron emittiert  
wird, derart, dass die Summe der Energien von Neutron und Elektron  
konstant ist.

W. Pauli

## Sommaire

I.1.1	Une particule "inventée" pour sauver la conservation de l'énergie . . . . .	3
I.1.2	Le Modèle Standard . . . . .	4
I.1.3	La mise en évidence de l'existence du neutrino et une première propriété particulière . . . . .	5
I.1.4	Les neutrinos solaires et l'énigme du déficit de neutrinos . . . . .	7
I.1.5	Vers une physique au-delà du Modèle Standard . . . . .	8
I.1.5.1	Particule de Dirac ou de Majorana ? . . . . .	8
I.1.5.2	Les oscillations de neutrinos . . . . .	9
I.1.5.3	L'"anomalie réacteur" : un quatrième neutrino, stérile ? . . . . .	12
	Bibliographie . . . . .	13

CHACUN DES THÈMES ABORDÉS dans cette première partie, physique des réacteurs, décroissance  $\beta^-$  des noyaux et physique du neutrino est très vaste. Je me suis plutôt spécialisée dans la modélisation des réacteurs nucléaires. J'ai donc choisi de développer la partie neutrino et la partie décroissance  $\beta$  davantage sur des aspects historiques, ce qui me permet d'introduire quelques notions importantes pour ce travail sans entrer dans le détail de leur obtention. Les aspects historiques développés ici constituent une synthèse partielle des références [1], [2] et [3]. Par ailleurs, la liste des expériences citées n'a pas la prétention d'être exhaustive.

## I.1.1 Une particule "inventée" pour sauver la conservation de l'énergie

Dès 1896, Röntgen découvrit les rayons X, puis Becquerel découvrit la radioactivité, et on ne tarda pas à identifier les radioactivités  $\alpha$  et  $\beta$ .

L'étude de la radioactivité  $\alpha$  et des désexcitations  $\gamma$  ne posa pas de difficulté majeure : la conservation de l'énergie (caractérisée par des émissions de raies) était effectivement observée. En revanche, la radioactivité  $\beta$ , qui était la manifestation d'une nouvelle interaction jusque lors insoupçonnée, recelait de nombreux défis qui nous occupent aujourd'hui encore. La continuité du spectre  $\beta$  constituait une énigme dont la seule solution semblait être l'abandon de la loi de conservation de l'énergie, solution à laquelle nombre de physiciens, Marie Curie en tête, ne pouvaient se résoudre.

Lors d'un congrès à Tübingen en 1930, tous se réunirent pour réfléchir à la question, en l'absence de W. Pauli qui avait d'autres projets. Il envoya toutefois la missive présentée supra, proposant de sauver la loi de conservation de l'énergie en supposant l'existence d'une particule, dont les contraintes étaient les suivantes :

1. électriquement neutre,
2. de masse faible devant l'électron,
3. de spin  $\frac{1}{2}$ ,
4. interagissant très peu avec la matière.

Il proposa d'appeler une telle particule "neutron" <sup>1</sup>.

Fermi proposa plus tard, en 1934, le modèle d'une nouvelle interaction, l'interaction faible, avec le neutrino comme principal participant de cette interaction. <sup>2</sup>

En particulier, il écrit la décroissance  $\beta^-$  comme la transformation d'un neutron en proton au sein d'un noyau selon :



Dans cette énigme posée par la physique nucléaire, que nous aborderons dans la partie dédiée à la désintégration  $\beta$  (I.3), réside tout un pan de physique des particules : nous allons en effet voir, dans les lignes qui suivent, que les neutrinos sont des particules privilégiées pour prospecter une "physique au-delà du Modèle Standard (MS)".

## I.1.2 Le Modèle Standard

Formalisé à la fin des années 1960, début des années 1970, ce modèle se propose de définir quelles sont les particules élémentaires et de déterminer leur comportement sous l'effet des interactions forte et électro-faible. Le MS est une théorie de jauge <sup>3</sup> qui décrit les symétries des interactions forte, faible et électromagnétique par le groupe :

$$SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y \quad (\text{I.1.2})$$

où  $C$  désigne la couleur,  $L$ , la chiralité gauche et  $Y$ , l'hypercharge.

$SU(3)_C$  décrit l'interaction forte, et  $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ , l'interaction électrofaible.

Ces différentes interactions s'appliquent à des particules élémentaires, des fermions (de spin demi-entier), selon des échanges de particules vectrices propres à chaque interaction, les bosons (de spin entier). Une façon d'imager le modèle standard est donnée fig. I.1.1.

1. Le neutron ne fut découvert que 2 ans plus tard par Chadwick. C'est alors que Fermi proposa d'appeler le "neutron" ainsi, et la particule de Pauli, "neutrino", qui, en Italien, signifie petit neutron.

2. Il est intéressant de noter que la revue "Nature" avait refusé de publier cet article jugé trop spéculatif et sans lien avec l'expérimentation d'alors...

3. La notion de théorie de jauge est apparue grâce aux travaux d'Emmy Noether et de Weyl, au début du  $XX^e$  siècle. Une théorie de jauge recherche des invariants sous des symétries locales. Les invariants recherchés le sont sous trois transformations :  $C$ ,  $P$  et  $T$ . L'opérateur  $C$  est la conjugaison de charge, elle transforme une particule en son anti-particule ;  $P$ , la parité, agit sur toutes les composantes d'espace dans les équations de mouvement et  $T$  est l'inversion temporelle. Le produit des trois transformations doit toujours être une involution (il s'agit d'un postulat). L'interaction forte et l'interaction électromagnétique sont invariantes sous  $C$  et sous  $P$ . En revanche, l'interaction faible "brise" les symétries  $C$  et  $P$ , et donc leur produit  $CP$ .

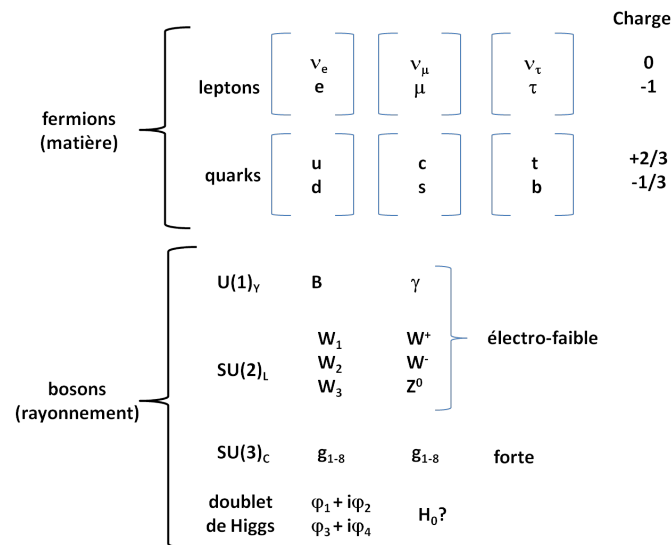


FIGURE I.1.1 – Le modèle standard.

Ce modèle a obtenu de très nombreux succès. On citera, par exemple, la prédiction des bosons de jauge  $Z^0$  et  $W^\pm$  responsables des interactions faibles et mis en évidence au CERN en 1983. Malgré ces succès, le MS n'est pas satisfaisant à plus d'un titre, car il ne permet pas de répondre à un certain nombre de questions fondamentales, notamment :

- Il ne permet pas de justifier le nombre de familles de particules (et du reste, n'y en a-t-il que trois ?)(cf. I.1.5.3) ;
- Il ne permet pas de justifier les écarts si importants dans les échelles de masse des fermions ;
- Il n'explique pas le déficit d'antimatière ;
- Il n'inclut pas aujourd'hui l'interaction gravitationnelle ;
- Il ne rend pas compte de la matière "noire" de l'univers.

Par ailleurs, dans le MS minimal, le neutrino n'a pas de masse : le mécanisme de Higgs, chargé de donner des masses aux particules ne peut pas en fournir aux neutrinos. Nous verrons pourquoi dans les lignes qui suivent.

### I.1.3 La mise en évidence de l'existence du neutrino et une première propriété particulière

Une des premières théories pour expliquer la continuité du spectre  $\beta$  était de penser que l'électron émis possédait toujours une énergie de départ identique, mais dissipait une partie de son énergie de façon variable sous forme de chaleur dans le milieu traversé, ce qui donnait, *in fine*, un spectre continu.

Afin de tester cette théorie, Ellis et Wooster, en 1927, tentèrent de mesurer le rayonnement  $\beta$  par calorimétrie, et s'attendaient en conséquence, à retrouver l'énergie totale de l'électron comme somme de l'énergie déposée et de la chaleur dissipée. Dans les faits, ils ne mesurèrent que l'énergie moyenne déjà connue de l'électron.

Cette expérience ne pouvait conduire qu'à deux choix possibles : soit renoncer à la conservation de l'énergie, soit considérer que cette expérience constitue une première preuve indirecte de l'existence d'une particule interagissant très peu avec la matière qui emporterait le reste de l'énergie.

La première mise en évidence directe aura lieu grâce à une expérience menée auprès d'une centrale nucléaire par Cowan et Reines en 1956.

Les succès de la théorie de la décroissance  $\beta$  de Fermi I.3.1 permettaient, après-guerre, d'entrevoir une expérience possible pour mettre en évidence l'existence des neutrinos : si, lors de la décroissance d'un neutron, un  $\bar{\nu}_e$  est émis avec la création d'un proton, alors, théoriquement, la réaction  $\beta$ -inverse est possible :



Donc, en plaçant des protons à proximité de noyaux subissant des décroissances  $\beta$ , il doit être possible de mettre en évidence l'existence des neutrinos de façon indirecte : en détectant, en fait, la création d'un neutron et en recueillant l'énergie déposée par un positron.

Sur Terre, il commence à exister de très grands producteurs de noyaux subissant des décroissances  $\beta$  : les armes atomiques (!), et surtout les premiers réacteurs nucléaires de production d'électricité. En effet, la fission de noyaux lourds comme l' $^{235}\text{U}$  produit des produits de fission riches en neutrons, subissant la désintégration  $\beta$  comme montré fig.I.1.2.

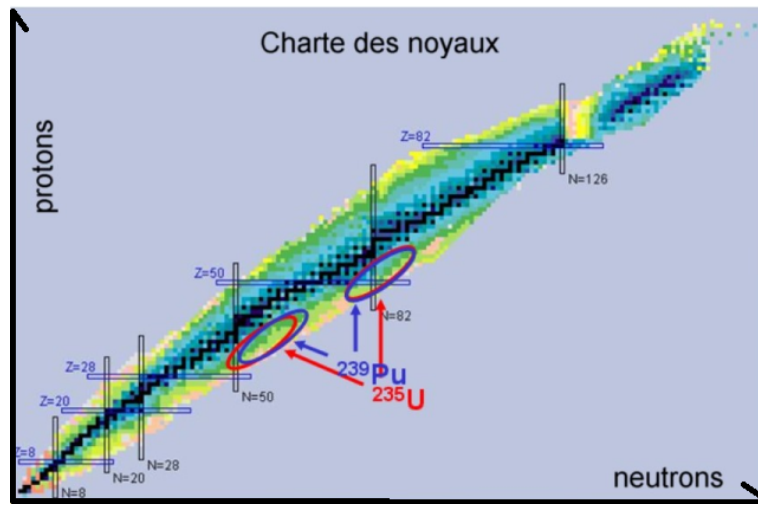


FIGURE I.1.2 – Distributions des produits de fissions de l' $^{235}\text{U}$  et du  $^{239}\text{Pu}$  reportées sur la charte des noyaux.

Les neutrinos ayant une section efficace d'interaction très faible pour la réaction  $\beta$ -inverse, (de l'ordre de  $10^{-19}$  barn, soit  $10^{-43} \text{ cm}^2$ ), il fallait bien conduire une expérience de détection auprès de telles sources de rayonnements  $\beta$  (de l'ordre de  $10^{21} \text{ s}^{-1}$  pour un réacteur de l'ordre de  $3 \text{ GW}_{th}$ ).

La première expérience fut proposée par Reines en 1953, et baptisée "Poltergeist". C'est finalement en 1956 qu'avec Cowan, il put mettre en évidence le neutrino, après avoir développé tous les instruments nécessaires, pour être capable de faire déposer de l'énergie par ces particules "fantômes". La physique de détection repose sur la réaction  $\beta$ -inverse (I.1.3) qui possède une section efficace fonction de l'énergie incidente des  $\bar{\nu}_e$  détectés (I.1.4), et possède également un seuil, de  $1,8 \text{ MeV}$ .

$$\sigma(E_{\bar{\nu}_e}) = K \cdot (E_{\bar{\nu}_e} - (M_N - M_P)) \sqrt{(E_{\bar{\nu}_e} - (M_N - M_P))^2 - m_e^2} \quad (\text{I.1.4})$$

où  $K$  désigne une constante,  $M_N$  et  $M_P$  désignent les masses du neutron (resp. proton).

Il s'agira de détecter les neutrons en "coïncidence" avec les positrons émis. Il faut donc utiliser :

- des protons (donc un matériau fortement hydrogéné) ;
- un matériau capturant les neutrons (gadolinium, hafnium, cadmium...) qui émettra une raie  $\gamma$  caractéristique lors de la capture neutronique ;
- un système capable de détecter le dépôt d'énergie d'un positron ;
- un système capable de détecter la coïncidence entre la capture neutronique et l'annihilation.



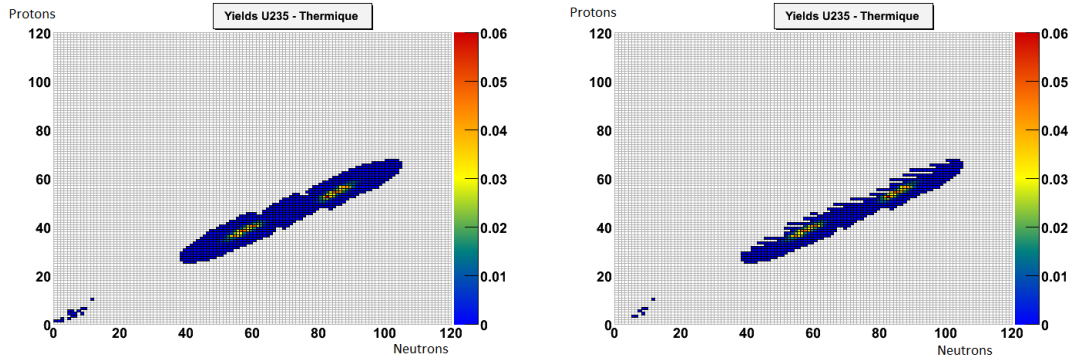


FIGURE I.1.3 – À gauche, distribution des produits de fissions de l' $^{235}\text{U}$ , à droite, ceux pouvant émettre des  $\bar{\nu}_e$  d'énergie  $> 1.8\text{ MeV}$

Par ailleurs, compte tenu de la très faible section efficace de détection, l'élimination du bruit de fond est primordiale dans ce type d'expérience : en effet, à titre de comparaison le nombre d'événements attendus est  $< 1\text{ Hz}$ , en regard du bruit de fond lié à la radioactivité naturelle et aux rayons cosmiques ( $> 1\text{ kHz}$ ).

Dans le même temps, en cette fin des années cinquante, Lee et Yang mettent en évidence que le processus d'interaction faible n'est pas contraint de respecter la symétrie de parité et qu'aucune expérience menée jusque lors ne permettait de conclure ni dans un sens, ni dans l'autre.

Cette symétrie, dite du miroir, inverse toutes les coordonnées spatiales de la particule considérée. En conséquence, l'image d'une particule d'hélicité gauche par cette symétrie doit être une particule d'hélicité droite. Cette propriété est respectée par l'interaction électromagnétique. Jusqu'à présent, tous les indices d'existence des neutrinos avaient mis en évidence uniquement des neutrinos d'hélicité gauche, et des antineutrinos d'hélicité droite. Par conséquent, s'il est établi que l'image d'un neutrino par symétrie de parité est encore d'hélicité gauche, alors le processus faible est un processus qui brise la parité<sup>4</sup>.

Finalement Mme Wu réalisera l'expérience démontrant cette brisure de symétrie en utilisant la décroissance  $\beta$  du  $^{60}\text{Co}$ .

C'est à cause de cette propriété particulière que les neutrinos ne peuvent pas recevoir de masse par le mécanisme de Higgs dans le cadre du MS minimal : une particule interagissant avec un boson de Higgs dans le vide doit changer d'hélicité.

La récente découverte au CERN, par les expériences ATLAS et CMS qui ont fourni deux observations indépendantes, d'un boson candidat à être celui de Higgs, annoncée le 4 juillet 2012<sup>5</sup>[4], devrait permettre d'explorer davantage le modèle standard. Il faudra encore plusieurs mois de prises de données pour déterminer s'il s'agit d'un boson de Higgs tel que prévu par le MS ou s'il s'agit d'un boson de Higgs plus "exotique" ouvrant une nouvelle voie pour une physique au-delà du MS.

### I.1.4 Les neutrinos solaires et l'énigme du déficit de neutrinos...

L'existence des neutrinos ne faisant plus aucun doute, et les succès de la théorie de Fermi dans sa modélisation de la décroissance  $\beta$  donnèrent l'idée d'utiliser la mesure des neutrinos solaires pour tester le "Modèle Standard du Soleil" (SSM).

En effet, depuis les années 1920 avec Eddington, l'idée que les rayonnements cosmiques étaient dûs à des processus nucléaires avait fait son chemin. Hans Bethe avait proposé un modèle de la fusion de deux noyaux d'hydrogène produisant de l'hélium avec un fort dégagement d'énergie qui devait expliquer l'énergie solaire. Dans ce processus de fusion, des neutrinos devaient être émis.

4. Si le neutrino est une particule de Majorana, alors la symétrie n'est pas vraiment brisée.

5. Les résultats annoncés ce jour étaient mentionnés comme préliminaires [4]



Dans les années 60, on chercha donc à détecter ces neutrinos solaires afin de valider le modèle proposé par Bette. Davis et Bahcall eurent l'idée de placer un détecteur de neutrinos<sup>6</sup> dans une mine située dans le Dakota du Sud (Homestake). Comme ici les particules émises sont des neutrinos, utiliser la réaction  $\beta$ -inverse est exclu. Le choix se porta donc sur l'utilisation de la réaction :



Là encore, cette réaction est à seuil (814 keV) et ceci complexifie la détection dans la mesure où la réaction I.1.5 ne génère que des  $\nu_e$  d'au plus 430 keV. En revanche, des processus secondaires à la réaction principale I.1.5 produisent du  ${}^7\text{Be}$  et du  ${}^8\text{B}$  et émettent des  $\nu_e$  pouvant atteindre jusqu'à 15 MeV. De ce fait, on cherche à détecter seulement une petite partie des  $\nu_e$  émis par le soleil. Au bilan, le flux attendu dans le détecteur est de l'ordre de 1 événement par jour. Les résultats de l'expérience montrent qu'en fait le taux de comptage correspond au tiers de ce qui est attendu. Une nouvelle expérience (GALLEX) utilisant presque la même physique de détection (remplacement de  ${}^{37}\text{Ar}$  par  ${}^{71}\text{Ga}$ ) et n'impliquant également que les  $\nu_e$  confirme ce résultat quelques années plus tard [2].

Il ne reste donc plus que deux options : soit la modélisation du processus de l'énergie solaire est fausse, soit les neutrinos peuvent changer de saveur. (Nous excluons ici la troisième option qui aurait été "une panne" dans le processus solaire depuis 1 000 000 d'années).

Nous verrons dans le paragraphe dédié aux neutrinos solaires qu'à la fin des années 90, début des années 2000, les expériences dédiées à la résolution de cette énigme ont mis en évidence le fait que les neutrinos solaires changeaient de saveur au cours de leur parcours entre le Soleil et la Terre : les neutrinos peuvent osciller<sup>7</sup>.

## I.1.5 Vers une physique au-delà du Modèle Standard

La mise en évidence de l'oscillation des neutrinos ouvre une brèche dans le MS minimal car elle leur impose une masse non nulle.

### I.1.5.1 Particule de Dirac ou de Majorana ?

Il n'y a que deux moyens de permettre aux neutrinos d'accéder à une masse par le mécanisme de Higgs : soit le neutrino est une particule de Dirac, et dans ce cas, il faut créer un neutrino droit qui interagit beaucoup moins que le neutrino gauche (avec une probabilité d'interaction au moins plus faible d'un facteur  $10^{-26}$ ) ; soit le neutrino est une particule de Majorana<sup>8</sup> et dans ce cas, on considère que des neutrinos droits très lourds sont créés pendant un laps de temps très court afin d'interagir avec le boson de Higgs et ne produire que des neutrinos gauches.

Les expériences permettant de déterminer si le neutrino est une particule de Dirac ou de Majorana reposent sur la double décroissance  $\beta$  sans émission de neutrino (notée  $\beta\beta 0\nu$ ). On peut notamment (et de façon non exhaustive) citer les expériences NEMO3 (arrêtée en janvier 2011) puis SUPERNEMO (France), CUORE (Italie), EXO/EXO-200 (USA), GERDA (Italie) qui se fixent pour but d'observer un tel phénomène

6. On voit ici apparaître toute l'ambiguïté du terme détecteur de neutrinos. Dans l'expérience de mise en évidence de l'existence des neutrinos, l'utilisation de la réaction  $\beta$ -inverse implique dans les faits une réaction avec un  $\bar{\nu}_e$ , tandis que dans ce cas-ci, la réaction implique bien un  $\nu_e$ . Il convient d'insister sur le fait qu'il s'agit de neutrinos électroniques.

7. Cette propriété avait été suggérée par Pontecorvo en 1958 lorsqu'il faisait remarquer que les saveurs des neutrinos n'étaient pas nécessairement les états propres de leurs masses.

8. dans ce cas, le neutrino est sa propre anti-particule.

physique.

Si ce phénomène est observé, alors, le neutrino est de Majorana. Néanmoins, s'il ne l'est pas, on ne pourra pas conclure qu'il est de Dirac, mais seulement donner une contrainte minimale sur la demi-vie du processus. Pour ne reprendre que les résultats de l'expérience NEMO-3, on a la limite de la demi-vie de la décroissance double- $\beta$  du  $^{130}\text{Te}$  :  $T_{1/2}^{2\nu} = [7.0 \pm 0.9(stat) \pm 1.1(syst)] \cdot 10^{20}$  ans [10].

### I.1.5.2 Les oscillations de neutrinos

En revenant au MS, la relation qui existe entre les saveurs et les masses est donnée par la relation :

$$\begin{pmatrix} |v_e\rangle \\ |v_\mu\rangle \\ |v_\tau\rangle \end{pmatrix} = U_{MNSP} \begin{pmatrix} |v_1\rangle \\ |v_2\rangle \\ |v_3\rangle \end{pmatrix} \quad (\text{I.1.7})$$

où  $U_{MNSP}$ <sup>9</sup> désigne la matrice de mélange reliant les masses et les saveurs : elle permet d'exprimer les saveurs dans la base des états propres des masses. Elle possède *a priori* les propriétés suivantes : elle est inversible (puisque l'on observe des oscillations) et n'est pas diagonale (sinon les saveurs seraient des valeurs propres des états de masse). Notons que les oscillations mettent en évidence l'existence des masses des neutrinos, mais elles ne permettent pas d'y accéder directement, ni d'accéder à la hiérarchie de masse, pour laquelle deux possibilités subsistent, montrées fig. I.1.4.

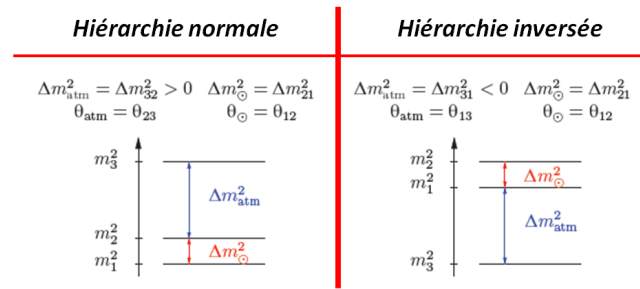


FIGURE I.1.4 – Hiérarchies de masse normale et inversée.

Nous connaissons la hiérarchie pour  $m_1, m_2$  grâce aux effets de matière subis par les neutrinos solaires.

$$U_{MNSP} = \begin{pmatrix} U_{e1} & U_{e2} & U_{e3} \\ U_{\mu 1} & U_{\mu 2} & U_{\mu 3} \\ U_{\tau 1} & U_{\tau 2} & U_{\tau 3} \end{pmatrix} \quad (\text{I.1.8})$$

$$U_{MNSP} = U_{23}U_{13}U_{12} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13}e^{-i\delta_{CP}} \\ 0 & 1 & 0 \\ s_{13}e^{i\delta_{CP}} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (\text{I.1.9})$$

où les  $c_{ij} \equiv \cos \theta_{ij}$ , les  $s_{ij} \equiv \sin \theta_{ij}$  avec  $\theta_{ij} \in [0; \frac{\pi}{2}]$  et les  $e^{i\delta_{CP}}$  sont les phases de brisure de  $CP$ .  $\theta_{12}$  concerne le domaine des neutrinos solaires et  $\theta_{23}$ , le domaine des neutrinos atmosphériques.

Cette écriture est valable dans le cas où les neutrinos sont des particules de Dirac. Dans le cas où elles seraient des particules de Majorana, l'écriture devient :

$$U_{MNSP}^{\text{Majorana}} = U_{MNSP} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & e^{i\alpha} & 0 \\ 0 & 0 & e^{i\beta} \end{pmatrix} \quad (\text{I.1.10})$$

9. MNSP - Maki, Nakagawa, Sakata et Pontecorvo.

où les  $e^{i\alpha}$  et  $e^{i\beta}$  sont les phases de Majorana.

Les expériences d'oscillation n'étant pas sensibles aux phases de Majorana [3], nous n'en parlerons pas davantage.

Pour déterminer les angles de mélange, on peut utiliser plusieurs types d'expériences : en particulier celles qui recherchent la disparition de neutrinos d'une saveur donnée et celles qui recherchent leur apparition. Ces deux approches sont complémentaires et reposent sur la propagation de la fonction d'onde d'un neutrino pendant un temps  $t$  correspondant à un parcours  $x = ct = t$  :

Dans le vide, on a :

$$\nu_s(x, t) = \sum_m U_{sm} \nu_m e^{(-im_m^2/2p_\nu t)} \quad (\text{I.1.11})$$

avec  $s$  qui désigne la saveur et  $m$  la masse. Or chaque composante de masse du neutrino de saveur  $s$  possède une énergie valant  $\sqrt{p_\nu^2 + m_m^2} \simeq p_\nu + m_m^2/2p_\nu$ , ce qui se traduit par :

$$\nu_s(x, t) = \sum_{s'} \left( \sum_m U_{sm} U_{s'm} e^{(-im_m^2/2p_\nu t)} \right) \nu_{s'}. \quad (\text{I.1.12})$$

Au bilan, la probabilité d'observer un neutrino de saveur  $s'$  à partir de la propagation sur une distance  $x$  d'un neutrino de saveur  $s$  vaut :

$$P(\nu_s \rightarrow \nu_{s'}, x) = \sum_m U_{sm}^2 U_{s'm}^2 + \sum_{m'} U_{sm} U_{sm'} U_{s'm} U_{s'm'} \cos(2\pi \frac{x}{L_{mm'}}) \quad (\text{I.1.13})$$

avec  $L_{mm'}$ , la longueur d'oscillation donnée par :

$$L_{mm'} = \frac{4\pi p_\nu}{|m_m^2 - m_{m'}^2|} = \frac{4\pi E}{\Delta m^2} \quad (\text{I.1.14})$$

Si on simplifie en ne considérant que deux saveurs de neutrinos, ce qui est légitime dans la mesure où  $\theta_{13}$  et  $\Delta m_{\text{sol}}^2 \ll \Delta m_{\text{atm}}^2$ , on obtient les probabilités d'observer un neutrino de saveur  $s$  et celle d'observer un neutrino de saveur  $s'$  à partir de la propagation d'un neutrino de saveur  $s$  avec les équations suivantes :

$$P(\nu_s \rightarrow \nu_s, x) = 1 - \sin^2(2\theta) \sin^2(\pi \frac{x}{L_{\text{OSC}}}) \quad (\text{I.1.15})$$

$$P(\nu_s \rightarrow \nu_{s'}, x) = \sin^2(2\theta) \sin^2(\pi \frac{x}{L_{\text{OSC}}}) \quad (\text{I.1.16})$$

avec  $L_{\text{OSC}}$  la longueur d'oscillation par :

$$L_{\text{OSC}}(m) = \frac{2.48E(\text{MeV})}{\Delta m^2(\text{eV}^2)} \quad (\text{I.1.17})$$

Il convient ensuite de prendre en compte l'effet de la matière sur la propagation, qui modifie la longueur d'oscillation :

$$L_m = \frac{L_{\text{OSC}}}{\sqrt{1 - 2(\frac{L_{\text{OSC}}}{l_0}) \cos(2\theta) + (\frac{L_{\text{OSC}}}{l_0})^2}} \quad (\text{I.1.18})$$

avec  $l_0 = 2\pi/(\sqrt{2}G_F N_e)$ , la longueur caractéristique de la matière et  $N_e/(6.10^{23})$  est le nombre d'électrons par  $\text{cm}^3$ .

Si on reprend les équations qui vont permettre de réaliser une expérience d'oscillation de neutrinos : I.1.15, I.1.18, I.1.17, on déduit que le phénomène d'oscillation dépend des angles d'oscillation  $\theta_{ij}$  et des différences de masses au carré  $\Delta m_{ij}$ . De plus, on voit que pour maximiser la probabilité d'oscillation, il faut déterminer la distance optimale entre la source de neutrinos et le détecteur. Cette distance dépend des  $\Delta m_{ij}$ .

## Les neutrinos solaires

L'expérience de KamLAND [5] a apporté une grande contribution pour la connaissance des paramètres sur les neutrinos solaires. À l'origine conçu pour détecter les  $\bar{\nu}_e$  des centrales nucléaires japonaises, KamLAND est un détecteur de 1000 tonnes de scintillateur liquide couplé à 1900 photomultiplicateurs (PM) installé dans l'ancienne caverne de Kamioka.

Grâce à cette expérience couplée aux précédentes, KamLAND a permis d'établir que l'angle de mélange dans le secteur solaire était maximal. Les récents fits réalisés après la conférence "neutrino 2012" [11] donnent :

$$\Delta m_{\odot}^2 = 7.6 \pm 0.19 \times 10^{-5} eV^2 \text{ à } 1\sigma \quad (\text{I.1.19})$$

$$\sin^2 \theta_{12} = 0.32 \pm 0.016 \text{ à } 1\sigma \quad (\text{I.1.20})$$

Les deux expériences de SuperKamiokande (1998) [6, 7], au Japon et de Sudbury Neutrino Observatory (SNO) ont apporté une grande contribution à la résolution de cette énigme du déficit des neutrinos solaires. L'expérience de SuperKamiokande a prouvé un déficit dans le nombre de neutrinos muoniques attendus et la compatibilité de ce déficit avec une hypothèse d'oscillation.

Finalement, l'expérience de Sudbury Neutrino Observatory (SNO) [8, 9] près de Toronto, est menée avec une physique de détection reposant sur trois réactions différentes dont deux reposant directement sur le liquide choisi : 1 kT d'eau lourde (plus précisément le deutérium) :

$$\nu_e + d \longrightarrow e^- + p + p \quad (\text{I.1.21})$$

$$\nu + d \longrightarrow \nu + p + n \quad (\text{I.1.22})$$

$$\nu + e^- \longrightarrow \nu + e^- \quad (\text{I.1.23})$$

De ces trois réactions, seule I.1.21 n'est sensible qu'aux neutrinos électroniques. Les autres peuvent avoir lieu avec n'importe quelle saveur de neutrino.

En 2002, les résultats obtenus sont concluants : le nombre de neutrinos attendus par la théorie est bien présent, mais seulement un tiers est effectivement de saveur électronique. En conséquence, les deux tiers restant ont changé de saveur (soit  $\mu$ , soit  $\tau$ ) durant leur parcours entre le Soleil et la Terre.

L'oscillation des neutrinos est ainsi prouvée de façon incontestable.

## Les neutrinos atmosphériques

Les premiers détecteurs dédiés à l'étude de ces neutrinos ont pris leurs mesures vers le milieu des années 80. Il y avait alors deux physiques de détection : soit par lumière Cerenkov, soit par calorimétrie.

Un désaccord entre les résultats de Kamiokande (Cerenkov), qui indiquaient une oscillation des neutrinos atmosphériques, et de Fréjus (calorimétrie) qui indiquaient le contraire, a conduit, entre autres expériences, au développement de SuperKamiokande (qui confirme les données de Kamiokande et interprète les données en termes d'oscillation  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ ) puis de K2K (qui confirme le meilleur ajustement de SuperK). Cette dernière expérience consiste à diriger le faisceau de neutrinos de 12 GeV<sup>10</sup> de KEK vers le détecteur de Superkamiokande, constitué de 50 kTonnes d'eau (11146 photomultiplicateurs sur la surface interne).

Grâce aux expériences menées sur les neutrinos atmosphériques, on a maintenant les données suivantes [11] :

$$\Delta m_{\text{atm}}^2 = (2.6_{-0.09}^{+0.06}) \times 10^{-3} eV^2 \text{ à } 1\sigma \quad (\text{I.1.24})$$

$$\sin^2(\theta_{23}) = 0.613(0.427) \text{ plages } 0.400 - 0.461 \quad 0.573-0.635 \text{ à } 1\sigma (\text{I.1.25})$$

10. Les détecteurs actuels ne sont sensibles qu'à des neutrinos d'énergie inférieure à quelques dizaines de GeV.

### Et $\theta_{13}$ ?

Au bilan, grâce à l'étude des neutrinos solaires et celle des neutrinos atmosphériques, on connaît maintenant avec une bonne précision :  $\theta_{12}$  (I.1.20),  $\theta_{23}$  (I.1.25),  $\Delta m_{\odot}^2$  (I.1.19) et  $\Delta m_{\text{atm}}^2$  (I.1.24). Par ailleurs, grâce aux expériences mentionnées supra, on a les rapports entre les masses suivants :  $\Delta m_{\odot}^2 \ll \Delta m_{\text{atm}}^2 \simeq \Delta m_{31}^2 \simeq \Delta m_{32}^2$ .

Il nous reste maintenant à nous intéresser au dernier angle :  $\theta_{13}$  afin de déterminer le dernier coefficient de la matrice de mélange.

L'expérience de Chooz, dans les Ardennes a permis de contraindre, à la fin des années 1990, la valeur de  $\theta_{13}$  par  $\sin^2(2\theta_{13}) < 0.2$  avec 90% de certitude, en prenant  $\Delta m_{\text{atm}}^2 = 2.10^{-3} \text{eV}^2$ . Cette contrainte est restée la meilleure contrainte sur le plan international jusqu'en 2011. Toutefois, cette contrainte ne permettait pas d'exclure la valeur de 0. L'objectif principal de l'expérience Double Chooz, qui est présentée en I.2, est de déterminer cet angle, dont nous rappellerons l'intérêt particulier dans la prochaine section.

### I.1.5.3 L'"anomalie réacteur" : un quatrième neutrino, stérile ?

Nous ne pouvons pas passer à  $\theta_{13}$  sans évoquer l'hypothétique existence d'un quatrième neutrino qui serait stérile.

En 1995, l'expérience de LSND publiait un résultat controversé qui pourrait être notamment expliqué par l'existence d'un neutrino stérile. Les résultats de l'expérience de MiniBooNE, en 2007 ne permettent pas de conclure à l'existence de neutrinos stériles de masse faible, même si les analyses conjointes montrent une compatibilité entre LSND, Karmen et MiniBooNE. //du reste, la théorie de la Grande Unification s'accommoderait très bien de neutrinos stériles très lourds.

En 2010, MiniBooNE [12] publie des résultats compatibles avec ceux de LSND, soit avec des oscillations  $\bar{\nu}_{\mu} \rightarrow \bar{\nu}_e$  dans l'intervalle de masse de 0.1 à 1  $\text{eV}^2$ . Par ailleurs, après l'effort mené pour affiner les reconstructions de spectres des  $\bar{\nu}_e$  issus des fissions d'un réacteur dans le cadre de Double Chooz, les résultats d'expériences de neutrinos avec des détecteurs proches (<100m) des réacteurs déjà menées, ILL-Grenoble, Goesgen, Rovno, Krasnoyarsk, Savannah River et Bugey ont été ré-exploités [13]. La synthèse des expériences situées à moins de 100m d'un réacteur a conduit à une réévaluation du nombre d'événements attendus et mis en évidence un déficit de l'ordre de 3% à 6% dans le nombre d' $\bar{\nu}_e$  détectés : initialement, le rapport  $\bar{\nu}_e$  détectés/ $\bar{\nu}_e$  prédits était de  $0.976 \pm 0.024$  et la correction apportée à la prédiction décale ce rapport à  $0.943 \pm 0.023$ , ce qui exclut la valeur 1 à 98.6%. Ce déficit, appelé "anomalie réacteur" [13] serait compatible avec l'existence d'un quatrième neutrino stérile dont les paramètres seraient  $|\Delta m_{\text{new}}^2| > 1.5 \text{eV}^2$  (95%) et  $\sin^2(2\theta_{\text{new}}) = 0.14 \pm 0.082$ .

La référence [14] montre que les résultats des expériences proches des réacteurs peuvent être compatibles avec ceux de LSND en supposant un schéma d'oscillation à 3 saveurs et 2 neutrinos stériles. L'expérience de neutrinos solaires utilisant des sources Gallium a également reporté un déficit d'événements compatible avec des disparitions d' $\bar{\nu}_e$  avec des neutrinos stériles de masse à l'échelle de l'eV [15]. Enfin, en cosmologie, (ref. 28 de l'article [14]), les mesures actuelles du fond cosmologique pourraient s'accommoder d'un ou deux neutrinos stériles de masse de l'ordre de l'eV. La nucléosynthèse primordiale apporte une contrainte sur le nombre d'espèces de neutrinos supplémentaires de 1.2 à 95% CL (ref 33 de l'article [14]) ce qui rend difficile l'hypothèse de deux neutrinos stériles ou indiquerait une déviation du modèle standard cosmologique.

Il apparaît qu'il est aujourd'hui beaucoup trop tôt pour conclure à l'existence (ou non) d'un (de) tel(s) neutrino(s) stérile(s). Il convient de rester prudent sur ce chapitre. Nous aurons l'occasion de voir lors de notre section II.3 que les modélisations des spectres  $\bar{\nu}_e$  reposent sur une procédure de conversion à partir de mesures de précision des spectres  $\beta$  globaux réalisés par Schreckenbach *et al.* dans les années 80 et qu'il n'existe pas de mesure contradictoire de ces spectres.

S'il est pertinent de rechercher des expériences de mise en évidence d'un neutrino stérile en s'affranchissant de la reconstruction (normalisation) des spectres, nous verrons dans la section II.3 qu'il serait utile de réaliser un effort expérimental important sur la détermination expérimentale de spectres  $\beta$  de noyaux encore méconnus mais contribuant de façon significative à ce spectre afin de se donner davantage d'éléments pour

conclure. Nous aurons l'occasion de voir dans la section I.6 qu'un tel effort pourrait trouver des synergies importantes avec les recherches dont l'objectif est d'améliorer la sûreté des centrales nucléaires.

## Bibliographie

- [1] *École de Gif 92*, DAPNIA/SPP/9305.
- [2] D. Vignaud, *Comment la masse vint aux neutrinos*, Ecole Joliot-Curie (2003).
- [3] G. Mention, *Études des sensibilités et bruits de fond de l'expérience Double Chooz pour la mesure du paramètre de mélange leptonique  $\theta_{13}$* , Université de Lyon I, thèse soutenue en juin 2005.
- [4] <http://www.lhc-france.fr/actualites/actus-les-experiences/les-experiences-du-lhc-observent>
- [5] K. Eguchi et al. [KamLAND Collaboration], Phys. Rev. Lett. vol. 90, 021802 (2003).
- [6] The Super-Kamiokande Collaboration, *Evidence for oscillation of atmospheric neutrinos*, Phys. Rev. Lett. 81 (1998) 1562-1567
- [7] S. Fukuda et al. [SuperKamiokande Collaboration], Phys. Lett. B359, 179-187 (2002).
- [8] Q. R. Ahmad et al. [SNO Collaboration], *Measurement of the Rate of  $\nu_e + d \rightarrow p + p + e^-$  Interactions Produced by  $^8\text{B}$  Solar Neutrinos at the Sudbury Neutrino Observatory*, Physical Review Letters 87 (2001)
- [9] Q. R. Ahmad et al. [SNO Collaboration] Phys. Rev. Lett. vol. 89, No. 1, 011301 (2002).
- [10] R. Arnold et al., *Measurement of the  $\beta\beta$  Decay Half-Life of  $^{130}\text{Te}$  with the NEMO-3 Detector*, Phys. Rev. Lett. 107 (2011)
- [11] D. V. Forero, M. Tórtola, et J. W. F. Valle, *Global status of neutrino oscillation parameters after Neutrino-2012*, arXiv :1205.4018v3
- [12] A.A. Aguilon-Arevalo et al. (MiniBooNE), PRL 105, 181801 (2011)
- [13] G. Mention et al., *The Reactor Antineutrino Anomaly*, arXiv :1101.2755v4 [hep-ex]
- [14] J. Kopp, M. Maltoni and Th. Schwetz, PRL 107, 091801 (2011)
- [15] M. A. Acero, C. Giunti, and M. Laveder, Phys. Rev. D78, 073009 (2008), 0711.4222.





## I.2. Double Chooz et les $\bar{\nu}_e$

*Así cada mañana de mi vida, traigo del sueño otro sueño.*

P. Neruda

### Sommaire

I.2.1	Méthode de détection de Double Chooz . . . . .	16
I.2.2	Les premiers résultats obtenus . . . . .	17
I.2.2.1	Les efforts de simulation réacteur pour affiner la connaissance de la source $\bar{\nu}_e$	17
I.2.2.2	Détermination de l'angle $\theta_{13}$ avec la première phase de Double Chooz . . . .	19
I.2.3	Conclusion . . . . .	19
	Bibliographie . . . . .	19

COMME ÉVOQUÉ à la fin de la section précédente, Double Chooz [1, 2] a pour objectif principal de déterminer le dernier angle  $\theta_{13}$  de la matrice  $U_{MNSP}$ . L'enjeu majeur dans cette détermination est, dans le cas où une valeur non nulle serait obtenue, d'exclure la valeur nulle de la barre d'erreur : cette information est cruciale pour l'étude de la brisure de CP dans le secteur leptonique puisque  $\sin \theta_{13}$  est en facteur du terme de brisure de CP dans la matrice I.1.9 : un angle  $\theta_{13} = 0$  priverait de tout espoir d'y accéder.

Nous avons également indiqué dans la section précédente que pour déterminer  $\theta_{13}$ , on pouvait réaliser une expérience d'apparition ou de disparition, et que ces deux approches étaient complémentaires. L'expérience Double Chooz est une expérience de disparition (I.1.15) utilisant en conséquence la réaction I.1.3 qui possède une section efficace de la forme I.1.4. Elle se situe auprès d'un réacteur nucléaire de production d'électricité. Celui qui a été retenu est situé à Chooz, dans les Ardennes. Ce site possède deux tranches réacteurs de l'opérateur Électricité de France (EDF) de 4,27GW<sub>th</sub> chacune, entrées en fonction en 1997. En plus d'une forte puissance thermique, donc de l'émission d'un flux important d' $\bar{\nu}_e$ , le site de Chooz présente l'avantage d'avoir déjà un laboratoire dédié à la détection des  $\bar{\nu}_e$ . En effet, la première expérience de Chooz [3], évoquée dans la section précédente, a eu lieu à la fin des années 1990 sur ce site [1]. La lettre d'intention [1] indique que pour améliorer les résultats de l'expérience précédente, il convient d'augmenter la statistique, de réduire l'erreur systématique en-dessous 1% et de bien contrôler le bruit de fond induit par les rayons cosmiques. Afin de s'affranchir de l'erreur systématique, Double Chooz utilise deux détecteurs identiques décrits dans l'article [5] ; un détecteur lointain, situé dans l'ancien laboratoire, à 1,05 km des réacteurs, et un détecteur plus proche à environ 400m (cf. fig. I.2.1). L'expérience se décompose en deux phases : une première phase où seul le détecteur lointain prend des mesures (2011-2012) ; cette phase se termine, et a déjà donné lieu aux publications [4, 5], puis une phase où les deux détecteurs sont en fonction (cette phase doit débuter début 2013 pour finir en 2015).

En parallèle de la mise au point de l'expérience Double Chooz et de ses prises de données, les expériences d'apparition d' $\bar{\nu}_e$  T2K [7] et MINOS [8] ont obtenu des indications d'une valeur non nulle de  $\theta_{13}$ , et une première estimation a donné par ailleurs une limite de  $0.05 < \sin^2 2\theta_{13} < 0.10$  [4]. Ces indications sont compatibles avec la mesure accessible par Double Chooz [4]. Depuis, les résultats obtenus par les expériences de disparition de nouvelle génération Double Chooz, Daya Bay et Reno associés à une combinaison d'ajustements [6] avec KamLAND et solar (cf [5]) ont permis d'affiner encore ce résultat très récemment.

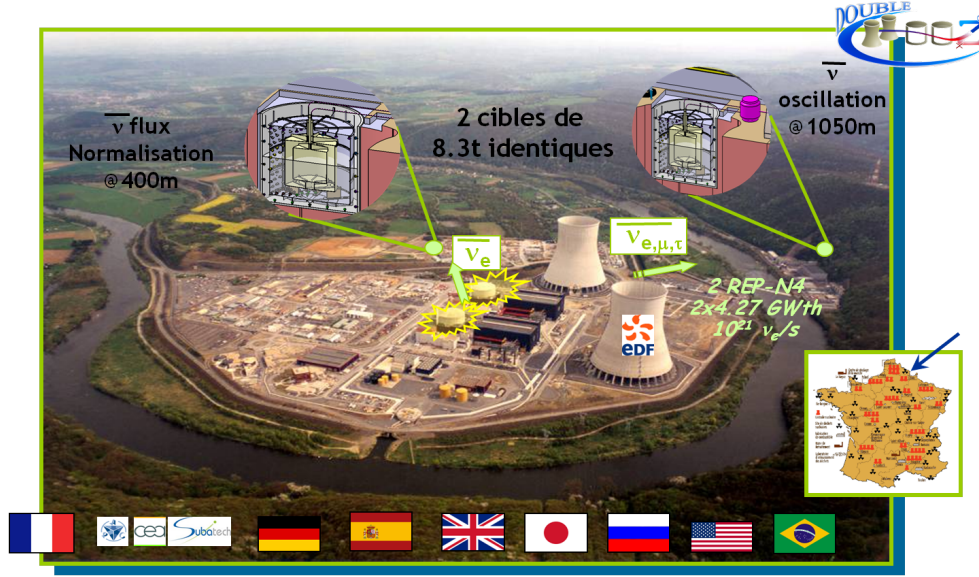


FIGURE I.2.1 – Positionnement des deux détecteurs sur le site de Chooz

### I.2.1 Méthode de détection de Double Chooz

Pour détecter la réaction  $\beta$ -inverse (I.1.3), il faut pouvoir détecter en coïncidence le neutron (en fait, la désexcitation d'un noyau capturant le neutron) avec le dépôt d'énergie du positron obtenu dans la réaction. Pour cela, le matériau de détection utilisé par l'expérience de Double Chooz est un liquide scintillant, constituant la cible de protons libres, dopé au gadolinium (1g/l) [4]. Le choix de placer du gadolinium constitue un compromis entre la section efficace de capture des neutrons, la capacité d'obtenir un temps de capture relativement faible ( $30\mu s$  au lieu de  $200\mu s$  pour une capture avec les protons, ce qui minimise le risque de détections fortuites), et l'énergie des  $\gamma$  émis lors de la capture (8 MeV), ce qui permet d'appliquer un seuil discriminant de détection.

L'énergie de l' $\bar{\nu}_e$  détecté est obtenue à partir de celle du positron selon l'équation I.2.1 :

$$E_{\bar{\nu}_e} = \frac{1}{2} \frac{2M_p E_{e^+} + M_n^2 - M_p^2 - m_e^2}{2M_p - E_{e^+} + \sqrt{E_{e^+}^2 - m_e^2} \cos \theta} \quad (I.2.1)$$

Ce qui est usuellement approximé par l'équation I.2.2.

$$E_{\bar{\nu}_e} = E_{e^+} + 1.293 \text{ MeV} \quad (I.2.2)$$

Enfin, l'énergie visible du positron, celle qui est mesurée dans le détecteur (comme événement prompt comparé à la capture du gadolinium), vaut la somme de l'énergie du positron et de la masse de l'électron au repos. Ce qui s'écrit I.2.3 :

$$E_{\text{prompt}} = E_{e^+} + m_e \quad (I.2.3)$$

De I.2.2 et I.2.3, on en déduit l'énergie de l' $\bar{\nu}_e$  à partir de l'énergie mesurée :

$$E_{\bar{\nu}_e} = E_{\text{prompt}} - m_e + 1.293 = E_{\text{prompt}} + 0.782 \quad (I.2.4)$$

Cette connaissance de l'énergie est importante dans la mesure où l'analyse des oscillations peut être basée sur un fit combiné du flux et de la forme du spectre d' $\bar{\nu}_e$  [5]. Le principe de la prise en compte du spectre en énergie est d'utiliser le spectre du détecteur proche et de le comparer au détecteur lointain.

Toutefois, au cours de la première phase de l'expérience, seul le détecteur lointain prend des mesures, et on veut donc contraindre au mieux les erreurs liées à la source d' $\bar{\nu}_e$  grâce à une modélisation du fonctionnement du réacteur : il s'agit de calculer le spectre attendu sans oscillation, puis d'y introduire l'effet des oscillation [2]. Pour cela, le nombre d' $\bar{\nu}_e$  émis  $N_{\bar{\nu}_e}$  s'écrit I.2.5 :

$$N_v^{exp}(s^{-1}) = \frac{1}{4\pi} N_p \varepsilon \sum_{r=B_1, B_2} \frac{1}{L_r^2} \frac{P_{th,r}}{\langle E_f \rangle_r} \langle \sigma_f \rangle_r \quad (I.2.5)$$

où  $N_p$  désigne le nombre de protons dans la cible,  $\varepsilon$ , l'efficacité du détecteur,  $L$ , la distance du détecteur au réacteur,  $P_{th}$ , la puissance thermique,  $\langle E_f \rangle$  l'énergie moyenne dégagée par fission dans le réacteur, et  $\langle \sigma_f \rangle$  est la section efficace de détection moyenne par fission. Ici, la puissance thermique et la composition isotopique du cœur sont des valeurs moyennes sur la période de temps considérée. La section efficace de détection moyenne par fission est définie par I.2.6 :

$$\langle \sigma_f \rangle = \sum_k \alpha_k \langle \sigma_f \rangle_k = \sum_k \alpha_k \int_0^\infty S_k(E) \sigma_{IBD}(E) dE \quad (I.2.6)$$

où  $\alpha_k$  est la fraction moyenne, sur le temps d'acquisition, de taux de fissions du  $k^e$  isotope ( $k = {}^{235}\text{U}$ ,  ${}^{239}\text{Pu}$ ,  ${}^{238}\text{U}$ ,  ${}^{241}\text{Pu}$ ),  $S_k(E)$  est le spectre de référence du  $k^e$  isotope et  $\sigma_{IBD}$  est la section efficace de la réaction  $\beta$ -inverse. Afin d'affiner la détermination des  $\alpha_k$ , une simulation du cœur complet a été réalisée. En effet, chaque  $\alpha_k$  dépend de la composition du combustible initial, de la géométrie du réacteur, et de son historique de puissance, concentration en bore ... : les fractions de fissions évoluent dans le temps (c'est l'effet de burnup que nous présenterons dans la section I.6).

## I.2.2 Les premiers résultats obtenus

### I.2.2.1 Les efforts de simulation réacteur pour affiner la connaissance de la source $\bar{\nu}_e$

Nous présenterons notre outil de simulation au cours de la partie II. Notre objectif ici est de présenter succinctement une partie du travail réalisé dans le cadre de la thèse d'Anthony Onillon qui permet, pour nos fins, de valider le code de simulation.

#### Connaissance de la puissance thermique

Le nombre d'événements attendus dans le détecteur dépend de la composition du combustible et de la puissance délivrée par le réacteur. Pour déterminer la précision de notre simulation, il nous faut donc connaître à tout instant la puissance du réacteur, ce qui est possible grâce à la collaboration de l'opérateur de la centrale.

La puissance instantanée est fournie par EDF à partir de la température primaire<sup>1</sup>. EDF vérifie la calibration de son instrumentation chaque semaine en réalisant un bilan thermique sur la boucle secondaire ( $W_{extraite} = \dot{M} C_p \Delta T_{\text{générateur de vapeur}}$ ) et procède aux recalibrations de l'instrumentation si nécessaire. Cette mesure a lieu le plus souvent à 100% de puissance ; il existe des mesures à des puissances plus faibles, avec des barres d'erreur légèrement plus grandes. La puissance maximale autorisée, qui conditionne la rentabilité économique de l'installation, étant contrainte par la précision de la mesure, EDF a réalisé une étude détaillée de la barre d'erreur associée à cette mesure [4]. Il apparait que l'erreur dominante est apportée par l'évaluation du débit. À 100% de puissance nominale, l'incertitude est de 0.5% (à 1  $\sigma$ ).

Comme très peu de données  $\bar{\nu}_e$  ont été prises avec un ou deux réacteurs à puissance intermédiaire, c'est cette précision qui est utilisée.

#### Section efficace moyenne de détection par fission

Le spectre  $\bar{\nu}_e$  de chaque isotope fissile provient de la décroissance  $\beta$  de nombreux produits de fission. Pour les noyaux d' ${}^{235}\text{U}$ , de  ${}^{239}\text{Pu}$  et de  ${}^{241}\text{Pu}$ , les spectres de référence sont dérivés de mesures prises auprès du réacteur de recherche de l'ILL [9, 10, 11]. Pour le cas de l' ${}^{238}\text{U}$ , un calcul *ab initio* a été utilisé [12].

1. Nous verrons dans le chapitre I.6 que le fonctionnement d'un REP possède trois degrés de liberté. En particulier, pour EDF dont le programme de la centrale est à pression secondaire constante, la température primaire constitue une image de la puissance extraite.

La conversion des spectres  $\beta$  en spectres  $\bar{\nu}_e$  a récemment été améliorée grâce à l'utilisation de données supplémentaires sur les données  $\beta$  de nombreuses décroissances et à une meilleure prise en compte de corrections d'énergie à un ordre supérieur [12, 13]. La collaboration utilise la méthode de conversion de [13] en incluant les corrections des effets hors équilibre [12]. Les incertitudes sur ces spectres dépendent de l'énergie, mais sont de l'ordre de 3%. Nous expliciterons les difficultés liées à la modélisation de ces spectres dans la section I.3, puis nous proposerons notre méthode de reconstruction par sommation des spectres individuels en utilisant les termes proposés par P. Huber [13] dans la section II.3.

### Calcul des taux de fissions - Détermination des $\alpha_k$

Comme nous l'avons vu, le calcul des fractions  $\alpha_k$  de chaque isotope est un pré-requis pour le calcul de la section efficace moyenne de détection I.2.6 ainsi que pour le calcul de l'énergie moyenne dégagée par fission pour le réacteur R I.2.7 :

$$\langle E_f \rangle_R = \sum_k \alpha_k \langle E_f \rangle_k \quad (\text{I.2.7})$$

Les énergies moyennes dégagées par fission du  $k^e$  isotope sont rappelées tableau I.2.1, à partir de l'article [14] :

Isotope	Énergie délivrée par fission (MeV)	Fraction de contribution
$^{235}\text{U}$	$201.92 \pm 0.46$	$0.496 \pm 0.016$
$^{239}\text{Pu}$	$209.99 \pm 0.60$	$0.351 \pm 0.013$
$^{238}\text{U}$	$205.52 \pm 0.96$	$0.087 \pm 0.006$
$^{241}\text{Pu}$	$213.60 \pm 0.65$	$0.066 \pm 0.007$

TABLE I.2.1 – Énergies dégagées par fission des principaux noyaux fissiles

Les taux de fissions de chaque noyau sont contraints par :

$$W_{\text{therm}} = \Phi_{\text{neutrons}} \sum_k N_k \sigma_{\text{fis},k} \langle E_{\text{fis},k} \rangle \quad (\text{I.2.8})$$

où  $\Phi$  désigne le flux de neutrons dans le réacteur,  $N_k$ , l'inventaire du noyau  $k$  dans le combustible et  $\sigma_{\text{fis},k}$ , la section efficace de fission.

### L'effort de simulation

Le code MURE (présenté dans le chapitre III.1.2) est un code Monte Carlo permettant un modélisation 3D du réacteur. Afin de s'assurer de la validité du code, un premier benchmark a été effectué avec un autre code, 2D et déterministe, DRAGON. Ce benchmark a été réalisé dans un premier temps avec les données de l'expérience de Takahama-3 [15] puis par comparaison avec une simulation d'EDF réalisée avec le code APOLLO, d'un assemblage du cœur. Afin de contraindre davantage les barres d'erreurs sur les taux de fissions, les résultats de Bugey-4 [16] sont utilisés.

Grâce aux données d'entrée d'EDF sur la composition du cœur, sa géométrie, les enrichissements de ses assemblages et leur plan de rechargement, la simulation réalisée par A. Onillon est la première simulation d'un cœur complet avec la connaissance en temps réel de la puissance délivrée par le cœur et de la concentration en bore dans le cadre d'une expérience  $\bar{\nu}_e$ . Cette configuration unique a permis l'évaluation fine des erreurs associées aux taux de réactions au sein du réacteur.

Nous utiliserons cette étude fine pour nos simulations de réacteurs à spectres thermiques afin d'évaluer nos barres d'erreur sur des réacteurs innovants.

L'effort de simulation a permis de contraindre davantage l'erreur systématique liée à la source  $\bar{\nu}_e$  dans la quête de l'angle  $\theta_{13}$  à 1.8%.

### I.2.2.2 Détermination de l'angle $\theta_{13}$ avec la première phase de Double Chooz

Le détecteur lointain a commencé à prendre des mesures dès 2011, ce qui a permis de donner une valeur après 227.93 jours de prise de mesure, à partir de l'analyse des positrons prompts et de leur spectre en énergie :

$$\sin^2\theta_{13} = 0.109 \pm 0.030(\text{stat}) \pm 0.025(\text{syst}) \quad (\text{I.2.9})$$

Ces données excluent la valeur nulle à 99.9% à  $3.1\sigma$  [5].

Ces résultats sont confirmés par l'expérience de Daya Bay, en Chine [17] et seront affinés prochainement grâce à la prise des mesures du détecteur proche.

Par ailleurs l'article [18] reprend l'ensemble des résultats présentés à la conférence neutrino-2012 par les expériences Double Chooz, Daya Bay, RENO, MINOS et T2K et conclut à l'exclusion de la valeur nulle pour  $\theta_{13}$  à  $10\sigma$ .

## I.2.3 Conclusion

Le résultat obtenu par l'expérience Double Chooz, et confirmé par l'expérience Daya Bay [17], implique qu'il sera possible d'accéder à la phase de brisure de CP, ce qui ouvre la voie à de nouvelles expériences de physique fondamentale permettant de tester le modèle standard, notamment les expériences de neutrinos des accélérateurs comme T2K, MINOS ...

Afin de contraindre davantage les erreurs systématiques associées à l'incertitude sur la source des  $\bar{\nu}_e$ , la collaboration a réalisé une simulation de réacteur complet avec les données fournies par l'exploitant de la centrale. Cette simulation était en effet nécessaire afin d'accéder aux taux de fissions des différents noyaux fissiles dans le réacteur. Cette connaissance constitue un pré-requis pour accéder au nombre de fissions dans le cœur par noyau et à la pondération de leur spectre  $\bar{\nu}_e$  associé, ce qui est l'ingrédient principal dans la détermination de la section efficace moyenne de détection pour chaque réacteur.

Le calcul du spectre attendu dans le détecteur proche sera prochainement confronté à l'expérience, avec la mise en fonction de celui-ci. Le détecteur proche devrait détecter environ 500 événements/jour, ce qui constituera une des mesures les plus précises jamais effectuées. Grâce à cette confrontation, nous pourrions en déduire la sensibilité limite à la composition du combustible que l'on peut attendre de la détection des  $\bar{\nu}_e$ . Il s'agit là d'une étape importante pour la non-prolifération dans la mesure où il s'agit de la première réalisation d'une simulation réaliste, avec des données réelles d'un exploitant dans le cadre d'une expérience de neutrinos.

Dans le cadre d'un éventuel futur outil constitué d'un ensemble code réacteur/détecteur d' $\bar{\nu}_e$ <sup>2</sup>, il s'agit même de la première étape vers la validation de ce code, avec la fourniture des erreurs systématiques réacteur qui sont précieuses pour l'estimation, justement, de la sensibilité de la sonde  $\bar{\nu}_e$  à la composition du combustible.

## Bibliographie

- [1] Letter of Intent for Double-CHOOZ : a Search for the Mixing Angle  $\theta_{13}$ , arXiv :hep-ex/0405032v1
- [2] F. Ardellier *et al.*, *Double Chooz : A Search for the Neutrino Mixing Angle  $\theta_{13}$* , arXiv :hep-ex/0606025v4
- [3] M. Apollonio *et al.* [CHOOZ collaboration], *Eur. Phys. J. C* 27, 331.
- [4] Y. Abe *et al.*, *Indication of reactor  $\bar{\nu}_e$  disappearance in the Double Chooz experiment*, PRL 108, 131801, (2012).
- [5] Y. Abe *et al.* (Collaboration Double Chooz), arXiv :1207.6632v1 [hep-ex] accepted for publication in *Phys. Rev. D*

---

2. nous développerons ce point dans la section I.4

- [6] G.L. Fogli, E. Lisi, A. Marrone, A. Palazzo, A.M. Rotunno, Phys. Rev. D84, 053007 (2011).  
T. Schwetz et al., New J. Phys. 13, 109401 (2011).
- [7] K. Abe et al. (T2K Collaboration), Phys. Rev. Lett. 107, 041801 (2011).
- [8] P. Adamson et al., Phys. Rev. Lett. 107, 181802 (2011), hep-ex/1108.0015v1.
- [9] K. Schreckenbach, G. Colvin, and F. von Feilitzsch, Phys. Lett. 160B, 325 (1985).
- [10] F. von Feilitzsch and K. Schreckenbach, Phys. Lett. 118B, 162 (1982).
- [11] A. Hahn et al., Phys. Lett. B 218, 365 (1989).
- [12] Th. Mueller et al., Phys. Rev. C83, 054615 (2011).
- [13] P. Huber, Phys. Rev. C84, 024617 (2011).
- [14] V. Kopeikin, L. Mikaelyan, and V. Sinev, Phys. At. Nucl. 67, 1892 (2004).
- [15] C. Jones et al., accepted in Phys. Rev. D, arxiv.org/abs/1109.5379
- [16] Y. Declais et al., Phys. Lett. B338, 383 (1994).
- [17] F. P. An et al., *Observation of Electron-Antineutrino Disappearance at Daya Bay*, Phys. Rev. Lett. 108, 171803 (2012)
- [18] D. V. Forero, M. Tórtola, J. W. F. Valle, *Global status of neutrino oscillation parameters after Neutrino-2012*, arXiv :1205.4018v3

## I.3. La décroissance $\beta^-$

ἔν οἶδα, ὅτι οὐδὲν οἶδα

Socrate

### Sommaire

I.3.1	Le point de départ : la règle d'or de Fermi . . . . .	22
I.3.2	Règles de sélection . . . . .	24
I.3.2.1	Les corrections à apporter au modèle . . . . .	25
Bibliographie	. . . . .	25

D E NOUVEAU, NOUS NOUS CONTENTERONS DANS CETTE SECTION DE PRÉSENTER de façon brève les ingrédients nécessaires à la compréhension de notre simulation et de la construction de nos spectres. En effet, notre objectif est d'accéder au spectre en énergie des  $\bar{\nu}_e$  émis par un réacteur nucléaire. Pour cela, nous devons modéliser les décroissances  $\beta^-$  des produits de fission. Nous n'entrerons donc pas dans les détails de la théorie de la décroissance  $\beta^-$ , mais nous mettrons en évidence les données dont nous avons besoin pour nos fins.

Dans notre présentation historique des neutrinos I.1, nous avons vu que les expériences de disparition avaient lieu à proximité des réacteurs nucléaires en raison du très fort flux d' $\bar{\nu}_e$  qu'ils émettent. Nous avons expliqué ce très fort flux par la décroissance  $\beta^-$  des produits de fission (PF). En effet, les noyaux fissiles comme l' $^{235}\text{U}$  ou le  $^{239}\text{Pu}$  sont des noyaux lourds, ils possèdent un grand nombre de neutrons pour garantir leur stabilité. Leurs PF sont trop riches en neutrons en regard de leur numéro atomique (c'est ce que montre la figure I.1.2). Du fait de cette trop grande richesse en neutrons, les PF sont des noyaux instables subissant des décroissances  $\beta^-$ , conversion d'un neutron en un proton au sein du noyau comme le montre l'équation I.3.1 :



Le bilan énergétique de cette équation est contraint par :

$$Q_\beta \simeq {}^A_Z\Delta - {}^A_{Z+1}\Delta > 0 \quad (\text{I.3.2})$$

qui désigne l'énergie maximale disponible pour la décroissance, *i.e.* la différence d'énergie entre les états fondamentaux du noyau père et du noyau fils, qui doit être positive. Lorsque la valeur de  $Q_\beta$  est grande, et que l'énergie d'excitation du noyau fils est suffisante, l'émission d'un neutron peut avoir lieu. Dans ce cas, on observe une décroissance  $\beta^-$  suivie de l'émission d'un neutron. Ce cas de figure est fondamental pour les réacteurs nucléaires car ces émissions de neutrons, que l'on dit retardés, sont celles qui rendent un réacteur pilotable (cf. section I.6). Ces noyaux capables d'émettre un neutron retardé sont appelés précurseurs.

Comme nous venons de l'évoquer avec les précurseurs, la décroissance  $\beta^-$  d'un noyau n'a pas lieu systématiquement sur le niveau fondamental de son noyau fils : en fait, les décroissances  $\beta^-$  du noyau peuplent les différents états excités du noyau fils, ce qui implique que le spectre en énergie de la décroissance  $\beta^-$  d'un noyau est une superposition de décroissances sur divers états excités du noyau fils, affectées de leur probabilité d'occurrence (rapport d'embranchement). La figure I.3.1 explicite ce point (ici, la décroissance

du  $^{132}\text{Sn}$ ).

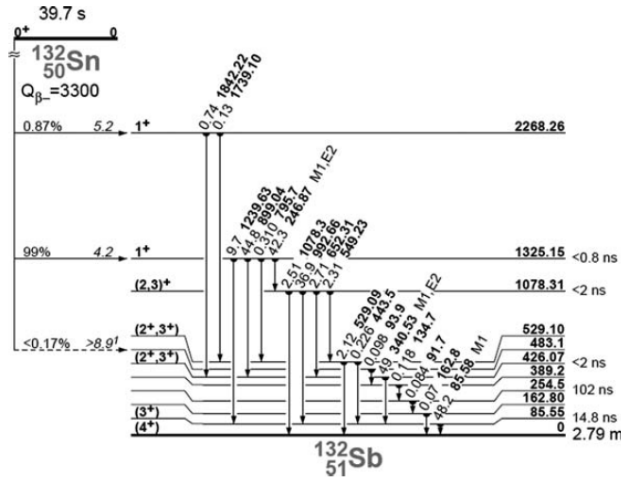


FIGURE I.3.1 – Décroissance  $\beta^-$  du  $^{132}\text{Sn}$  donnée dans [1].

On peut donc écrire :

$$S_{(\beta, \text{tot})}(E_\beta) = \sum_k BR_k \cdot S_{\beta, k}(E_\beta) \quad (\text{I.3.3})$$

où  $k$  est l'indice de sommation des différents états excités du noyau fils,  $BR_k$  est le rapport d'embranchement de la décroissance sur le  $k^e$  état excité du noyau fils.  $S_{(\beta, \text{tot})}$ , le spectre en énergie total de la décroissance est défini sur  $[0, Q_\beta]$  alors que la contribution de la décroissance sur chaque état final,  $S_{\beta, k}$  n'est définie que pour des énergies comprises dans  $[0, \text{endpoint}_k]$  où  $\text{endpoint}_k$  désigne la différence d'énergie entre le  $k^e$  état excité du fils et l'état fondamental du noyau père.

### I.3.1 Le point de départ : la règle d'or de Fermi

Si nous voulons reconstruire le spectre  $\beta$  total, il nous faut être en mesure de reproduire chacun des spectres partiels affecté de sa probabilité d'occurrence. Celle-ci dépend des paramètres en jeu dans une décroissance : spin, parité et moment orbital : nous verrons qu'il existe des règles de sélection que nous récapitulerons à la fin de cette section.

Le point de départ pour décrire une décroissance  $\beta^-$  est la règle d'or de Fermi qui décrit la probabilité de transition d'un état initial  $i$  à un état final  $f$  (nous reproduisons ici la construction proposée dans la ref. [2]) :

$$\lambda = \frac{2\pi}{\hbar} |V_{if}|^2 \rho(E_f) \quad (\text{I.3.4})$$

où  $\lambda$  désigne la constante radioactive pour cette transition,  $|V_{if}|^2$ , l'élément de matrice du passage de l'état  $i$  à l'état  $f$  et  $\rho(E_f)$ , la densité d'états finals que l'on peut aussi écrire  $dn/dE_f$  ; dans ce dernier cas,  $dn$  désigne le nombre d'états finals accessibles dans l'intervalle d'énergie  $dE_f$ .  $V$  peut prendre n'importe quelle forme (vecteur, vecteur-axial, tenseur...) que seule l'expérience pourra départager. Il faudra 20 ans d'efforts expérimentaux pour établir que la forme de  $V$  est V-A.

Il convient toutefois de réécrire l'opérateur  $V$  en le décomposant : on part d'un état initial où il n'y a qu'un seul noyau, dont nous écrirons la fonction d'onde  $\psi_i$  pour atteindre un état final composé d'un noyau de fonction d'onde  $\psi_f$ , d'un électron, de fonction d'onde  $\phi_e$  et d'un  $\bar{\nu}_e$  de fonction d'onde  $\phi_{\bar{\nu}_e}$ , ce qui nous permet de réécrire  $V_{if}$  :

$$V_{if} = g \int (\psi_f^* \phi_e^* \phi_{\bar{\nu}_e}^*) O_X \psi_i dv \quad (\text{I.3.5})$$



où  $g$  est une constante donnant la force de l'interaction,  $O_X$  est l'opérateur induisant une transformation  $X$  de type soit  $V$ , il s'agit alors d'une décroissance de Fermi (F), soit  $A$ , dans ce cas, il s'agit d'une décroissance de Gamow-Teller (GT).

On s'intéresse maintenant aux fonctions d'ondes de l'électron et de l' $\bar{\nu}_e$  sans se soucier de leurs directions (la géométrie est donc sphérique). Si on note  $p$  l'impulsion de l'électron, et  $q$ , celle de l' $\bar{\nu}_e$ , on a la densité d'états finals de ces deux particules donnée par :

$$dn_e = \frac{4\pi p^2 V dp}{h^3} \quad (I.3.6)$$

$$dn_{\bar{\nu}_e} = \frac{4\pi q^2 V dq}{h^3} \quad (I.3.7)$$

où  $V$  est le volume dans lequel se trouvent l'électron et l' $\bar{\nu}_e$ . Le nombre d'états finals s'écrit en conséquence :

$$dn^2 = dn_e dn_{\bar{\nu}_e} = \frac{(4\pi)^2 p^2 q^2 V^2 dp dq}{h^6} \quad (I.3.8)$$

Les fonctions d'ondes de l'électron et de l' $\bar{\nu}_e$  ont l'allure des fonctions d'onde de particules libres :

$$\phi_e = \frac{1}{\sqrt{V}} e^{ip \cdot r / \hbar} \quad (I.3.9)$$

$$\phi_{\bar{\nu}_e} = \frac{1}{\sqrt{V}} e^{iq \cdot r / \hbar} \quad (I.3.10)$$

Pour un électron émis avec une énergie de 1 MeV, on a  $p/\hbar$  de l'ordre de  $0.007 \text{ fm}^{-1}$ , ce qui donne, à l'échelle du noyau, une valeur de  $p \cdot r / \hbar$  suffisamment proche de 0 pour considérer que  $\phi_e \simeq 1$ . Il s'agit de l'approximation permise.

On réécrit la règle d'or de Fermi sous la forme :

$$\lambda = \frac{2\pi}{\hbar} g^2 |M_{if}|^2 (4\pi)^2 \frac{p^2 q^2}{h^6} \frac{dp dq}{dE_f} \quad (I.3.11)$$

où, cette fois-ci l'élément de matrice  $|M_{if}|$  ne décrit plus que le passage du noyau initial au noyau final. Comme  $E_e + E_\nu = E_e + qc$ , pour  $E_e$  donné, on a  $dq/dE_f = 1/c$ .

Dans le cadre de l'approximation permise, l'élément de matrice est indépendant de l'impulsion de l'électron. Dans ce cas, on peut l'inclure dans une constante  $C$ , et on écrit alors la probabilité d'avoir un électron d'impulsion  $p$  sous la forme :

$$N(p) dp = C p^2 q^2 dp \quad (I.3.12)$$

Il nous reste à éliminer le terme en  $q$ . Pour cela, on écrit la conservation de l'énergie à partir de l'énergie totale de la décroissance (le *endpoint*, que nous noterons  $W_0$ ), en négligeant l'énergie de recul du noyau fils :

$$W_0 = E_e + E_{\bar{\nu}_e} = E_e + qc \quad (I.3.13)$$

Par conséquent,  $q = \frac{W_0 - E_e}{c}$  et on obtient l'expression de  $N(p)$  :

$$N(p) = \frac{C}{c^2} p^2 (W_0 - E_e)^2 \quad (I.3.14)$$

Toutefois, l'électron subit l'interaction coulombienne avec le noyau fils, et il faut corriger l'équation I.3.14 en conséquence. Cette prise en compte est réalisée par la fonction de Fermi notée  $F(Z+1, p)$  (nous sommes ici dans le cadre de la décroissance  $\beta^-$ ).

De plus, nous avons injecté l'élément de matrice  $|M_{if}|^2$  dans la constante  $C$  dans le cas de l'approximation

permise. Or cette approximation n'est pas toujours valable. Dans certains cas, pour obtenir un terme non nul pour  $|M_{if}|^2$ , il faut réaliser le développement limité de  $\phi_e$  à l'ordre 1, dans ce cas on parle de transition première interdite ; à l'ordre 2, on parle alors de seconde interdite ... Dans ces cas de figure, puisque le moment de l'électron apparaît dans le développement limité,  $|M_{if}|^2$  ne peut plus être considéré comme une constante vis-à-vis de  $p$  : il faut prendre en compte la dépendance de  $p$  de l'élément de matrice. C'est ce que nous faisons, non pas en écrivant explicitement  $M_{if}(p)$  mais en multipliant le terme toujours considéré constant  $|M_{if}|^2$  par un facteur de forme que nous noterons  $S(p, q)$ . Afin d'illustrer l'importance de ce facteur de forme, nous proposons dans la fig. I.3.2 la différence d'allure entre une transition permise (en bleu) et une transition première interdite unique<sup>1</sup> (en rouge). Pour cela, nous simulons la branche de décroissance  $\beta^-$  du  $^{108}\text{Nb}$  à 10.457 MeV en faisant l'hypothèse permise puis l'hypothèse première interdite unique.

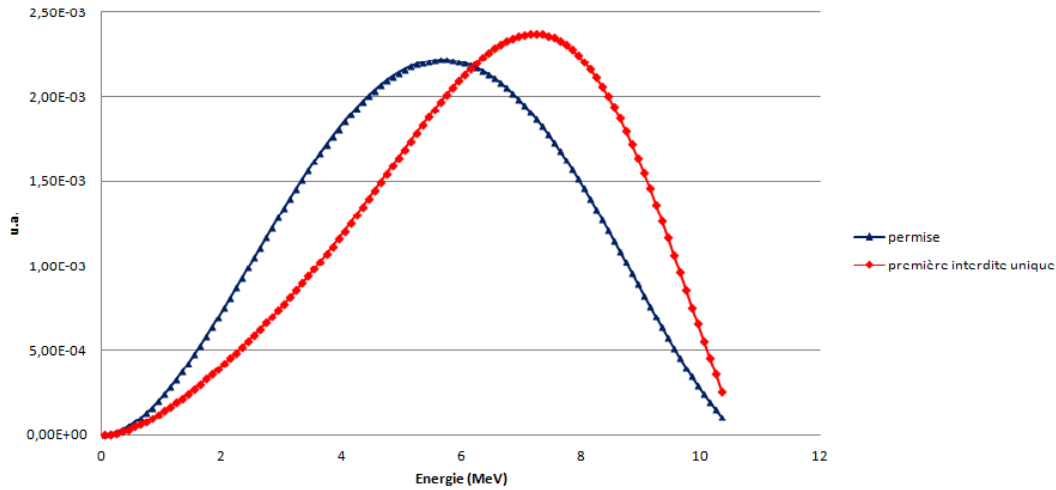


FIGURE I.3.2 – Différence d'allure entre une décroissance permise et première interdite unique

Au bilan, le spectre en énergie de l'électron lors d'une transition  $\beta^-$  s'écrit :

$$N(p) = \frac{C}{c^2} p^2 \underbrace{(W_0 - E_e)^2}_{\text{terme statistique}} \underbrace{F(Z_f, E_e)}_{\text{fonction de Fermi}} \underbrace{S(p, q)}_{\text{facteur de forme}} \quad (\text{I.3.15})$$

## I.3.2 Règles de sélection

Nous avons vu que les décroissances  $\beta^-$  pouvaient être de Fermi (transformation de type V) ou de Gamow-Teller (transformation de type A), puis qu'elles pouvaient être permises ou interdites. Il reste à savoir dans quel cas de figure on se trouve. Pour cela, nous allons nous intéresser aux grandeurs suivantes : spin, parité et moment angulaire.

Au cours de la désintégration  $\beta^-$ , on a les relations suivantes :

$$J_i = J_f + L_{ev} + S_{ev}, L_{ev} \in \{0, 1, 2, \dots\} \quad (\text{I.3.16})$$

$$\pi^i = \pi^f \cdot (-1)^{L_{ev}} \quad (\text{I.3.17})$$

où  $J_i$  est le moment angulaire du noyau père,  $J_f$ , celui du noyau fils dans l'état final,  $L_{ev}$  est le moment angulaire emporté par la paire électron- $\bar{\nu}_e$  et  $S_{ev}$  est la somme des spins de l'électron et de l' $\bar{\nu}_e$ .

On peut dès lors décider pour le type F ou GT : si les spins de l' $\bar{\nu}_e$  et de l'électron sont anti-parallèles, la transition est de type Fermi. Dans le cas où l' $\bar{\nu}_e$  et l'électron émis ont des spins parallèles, la décroissance observée est de type Gamow-Teller (GT). Nous verrons dans la section II.3 que nous ne modélisons que des transitions GT.

1. Nous explicitons ce qu'est une transition interdite unique ou non-unique juste après, dans le paragraphe I.3.2

Nous avons ensuite vu que très souvent, la fonction d'onde de l'électron pouvait être approximée par 1, ce qui correspond à une transition permise, dans ce cas  $L = 0$ . Si  $L$  est différent de 0, sa valeur indique son degré d'interdiction : si  $L = 1$ , on dit que la transition est première interdite,  $L = 2$ , deuxième interdite ... Par ailleurs, ces transitions interdites peuvent *a priori* être de Fermi ou de Gamow-Teller. Elles sont alors non-unicas. En revanche, dans le cas de figure où  $\Delta J = L + 1$  la transition ne peut pas être de Fermi. On dit alors que la transition est  $L$ -interdite unique. Nous verrons dans la section II.3 que nous ne modélisons que des transitions unicas, et approximations les autres.

Pour connaître le degré d'interdiction d'une transition, on s'intéressera à la grandeur  $\log(F(Z_f, E_e)t)$ , notée  $\log ft$ . Le tableau I.3.1 indique le degré de l'interdiction et son unicité en fonction du  $\log ft$  :

$\log ft$	type de transition	changement de parité	$\Delta J$
$\sim 3.5$	super-permise	non	0
4-6	permise	non	0, 1 ( $0^+ \rightarrow 0^+$ interdit)
6-10	première interdite non unique	oui	0, 1
7-10	première interdite unique	oui	2
11-14	seconde interdite non unique	non	2
14	seconde interdite unique	non	3
17-19	troisième interdite non unique	oui	3
18	troisième interdite unique	oui	4

TABLE I.3.1 – Détermination du degré d'interdiction d'une transition à partir du  $\log ft$  (notes [3])

### I.3.2.1 Les corrections à apporter au modèle

Dans ses articles [4, 5, 6, 7, 8, 9], en particulier [4], Wilkinson recense les différents termes du modèle initial ainsi que les différentes corrections à y apporter. Nous citerons les contributeurs prédominants (nous avons conservé la numérotation de l'article) :

- (1) le facteur d'espace des phases qui, dans le cas d'une transition permise, décrit la répartition des énergies entre l'électron et l' $\bar{\nu}_e$  (approximé non massif) ;
- (4) l'effet de facteurs dépendant de l'énergie-impulsion en jeu dans l'espace des phases pour des transitions non permises ;
- (7) l'effet du champ Coulombien du noyau fils sur l'électron émis, décrit par la fonction de Fermi ;
- (9) l'effet d'écran du champ Coulombien des électrons atomiques sur le noyau fils ;
- (13) l'effet de taille finie du noyau ;
- (14) les corrections radiatives incluant des photons réels ou virtuels ;
- (16) le problème à N-corps.

La section II.3 sera dédiée à montrer la façon dont nous avons modélisé chacune de ces corrections, en nous basant sur l'article [10], sauf pour le problème à N-corps. Ce dernier problème, intrinsèque à la physique nucléaire, est un vaste champ de recherche en constante progression mais que nous n'aborderons pas dans cette thèse.

## Bibliographie

- [1] Richard B. Firestone *et al.*, *Table of Isotopes*, John Wiley & sons (1998), ISBN 0-471-35633-6
- [2] K. Krane, *Introductory nuclear physics*, John Wiley & sons (1988), ISBN 0-471-85914-1
- [3] Notes de cours M2 ARS/RPS de Nantes de M. Fallot
- [4] D.H. Wilkinson, *Evaluation of beta-decay - I. The traditional phase space factors*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A275 p378-386 (1989)

- [5] D.H. Wilkinson, *Evaluation of beta-decay - II. Finite mass and size effects*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A290 p509-515 (1990)
- [6] D.H. Wilkinson, *Evaluation of beta-decay - III. The complex gamma function*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A335 p305-309 (1993)
- [7] D.H. Wilkinson, *Evaluation of beta-decay - IV. The complex gamma function ;practicalities*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A365, p203-207, (1995)
- [8] D.H. Wilkinson, *Evaluation of beta-decay - V. The Z-independent outer radiative corrections for allowed decay*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A365 p497-507 (1995)
- [9] D.H. Wilkinson, *Evaluation of beta-decay - VI. The Z-dependent outer radiative corrections for allowed decay*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A401, p275-280, (1997)
- [10] P. Huber, *On the determination of  $\bar{\nu}_e$  spectra from nuclear reactors*, (2011)

## I.4. L'Agence Internationale de l'Énergie Atomique



*Atoms for Peace*

### Sommaire

I.4.1	Le département des Garanties . . . . .	28
I.4.1.1	Le cadre juridique des inspections des Garanties . . . . .	28
I.4.1.2	Le renforcement des garanties . . . . .	29
I.4.1.3	Les garanties intégrées . . . . .	29
I.4.2	Les installations à surveiller . . . . .	29
I.4.3	Des outils au profit des inspecteurs des Garanties . . . . .	31
I.4.4	Réunions AIEA/physiciens des neutrinos . . . . .	32
I.4.4.1	Création d'un groupe de travail <i>ad hoc</i> à l'AIEA . . . . .	32
I.4.4.2	ESARDA . . . . .	32
	Bibliographie . . . . .	35

FONDÉE EN 1957, L'AGENCE INTERNATIONALE DE L'ÉNERGIE ATOMIQUE est l'Agence de l'ONU chargée d'organiser le partage de la culture scientifique dans le domaine du nucléaire, ce qui se résume parfaitement avec sa devise "*Atoms for Peace*". Pour accomplir sa mission, cette agence se décompose en cinq départements :

**Le département des sciences nucléaires et applications :** Ce département aide les pays à utiliser les techniques nucléaires et isotopiques pour promouvoir les objectifs de développement durable en termes d'agriculture, de santé, de gestion des ressources en eau, de l'environnement maritime et des applications industrielles.

**Le département de l'énergie nucléaire :** Ce département favorise l'utilisation efficiente et sûre de l'énergie nucléaire en soutenant les programmes nucléaires dans le monde, facilitant l'innovation et construisant une capacité de planification d'énergie, d'analyse, et d'information et de savoir nucléaire.

**Le département sûreté et sécurité :** Ce département travaille à fournir une ossature forte, pérenne et visible de sécurité et de sûreté nucléaire, pour protéger la population et l'environnement contre les effets néfastes de la radioactivité.

**Le département des Garanties :** Ce département a en charge les devoirs et responsabilités de l'Agence en termes d'inspection des installations nucléaires du monde : son travail est indispensable à la lutte

contre la prolifération des armes nucléaires.

**Le département de la coopération technique :** Ce département aide les pays à améliorer leurs connaissances scientifiques et leurs savoir-faire technologiques pour l'utilisation pacifique de la technologie nucléaire en participant ainsi au développement durable.

## I.4.1 Le département des Garanties

Parmi ses missions, l'AIEA est en particulier chargée de vérifier les déclarations des États membres. Elle y dédie un département : le département des Garanties (Safeguards). Le terme de "Garanties", traduction française du mot anglais "safeguards" ne rend pas compte de la totalité du sens du mot anglais. C'est toutefois, faute de mieux, le terme adopté afin d'éviter la périphrase "mesures de contrôle", utilisée dans l'édition 2001 du glossaire de l'Agence [1].

Le département des Garanties est chargé de s'assurer que toute installation nucléaire est déclarée et utilisée de façon nominale. Le site [2] fournit la définition que donne Hans Blix, Directeur général de l'AIEA de 1981 à 1997, des garanties : « *les activités de vérification de l'AIEA [qui] aident à assurer que les États respectent bien les engagements qu'ils ont pris concernant l'utilisation pacifique de l'énergie atomique* ».

### I.4.1.1 Le cadre juridique des inspections des Garanties

Il existe trois grands types d'accords de Garanties :

#### Les accords de garanties restreints

Certains États (Inde, Israël, Pakistan), qui n'ont pas signé le TNP, ont conclu avec l'Agence des accords de garanties plus limités (de type INFCIRC/66 [3]), qui ne s'appliquent qu'aux matières nucléaires, à l'équipement, aux matières non nucléaires et aux installations spécifiées par l'accord (donc désignées par l'État).

#### Les accords de garanties généralisés

Afin d'offrir un cadre juridique approprié et identique pour tous les signataires, un modèle d'accord de garanties généralisées, l'INFCIRC/153 (corrigé en 1983) [4], a été élaboré en 1971 par un comité d'experts ressortissants d'États membres de l'AIEA. Ce modèle est le résultat de compromis afin d'inciter les ENDAN (États Non Dotés de l'Arme Nucléaire) à adhérer à ce nouveau régime de contrôle. Dans le cadre de ces accords, les garanties s'appliquent à toutes les matières nucléaires dans toutes les activités nucléaires d'un État. Il est essentiellement basé sur la vérification par l'AIEA de la comptabilité des matières nucléaires déclarées.

#### Les offres volontaires

La France, comme tous les EDAN (États Dotés de l'Arme Nucléaire), n'était pas obligée de conclure un accord de garanties avec l'Agence. Elle a néanmoins souscrit, sur une base volontaire, de la même façon que les quatre autres puissances nucléaires reconnues, un accord de garanties sur le modèle des accords de garanties généralisées conclus entre l'AIEA et les ENDAN. Par cet accord (l'INFCIRC/290 [5]), signé le 27/07/1978, la France soumet au système de garanties de l'AIEA, les matières nucléaires qu'elle désigne, dans des installations, ou parties d'installations choisies.

Créé en 2002 [6], l'Institut de Radioprotection et de Sécurité Nucléaire (IRSN) compte parmi ses missions un volet de garanties : il est chargé de recueillir les informations des industriels français et de préparer les déclarations de la France dans le cadre de ses accords avec l'AIEA. Son site [2] fournit de nombreux éléments concernant ce cadre législatif entre l'AIEA et les États : il nous a servi de base pour la rédaction

de cette section sur les Garanties.

### **I.4.1.2 Le renforcement des garanties**

La découverte du programme nucléaire militaire clandestin irakien et les difficultés rencontrées par l'AIEA en Corée du Nord ont mis en évidence l'insuffisance des mesures appliquées dans le cadre de ces accords de garanties, même pour les accords de garanties généralisées. Ces États étaient en effet tous deux signataires de tels accords. Afin de pallier ces insuffisances, le Secrétariat de l'AIEA a commencé, en 1993, à travailler sur un programme de renforcement du régime des garanties. Les objectifs fondamentaux de ce programme étaient, d'une part d'améliorer les capacités de l'AIEA à détecter des activités clandestines, d'autre part, d'augmenter le rendement et l'efficacité des garanties. Ce programme, communément appelé "93+2", a été scindé en deux parties. La première partie comporte les mesures qui pouvaient être mises en œuvre sans modification du cadre juridique existant. La seconde partie comporte les mesures dont la mise en œuvre nécessitait de doter l'AIEA de nouveaux pouvoirs juridiques.

Nous n'aborderons pas la première partie de ces mesures. La seconde partie porte sur l'élaboration d'un modèle de protocole additionnel, l'INFCIRC/540 [7]. Conçu à l'origine pour les ENDAN soumis aux garanties généralisées, ce document a servi également de base pour la négociation des protocoles additionnels aux offres volontaires des EDAN, ainsi qu'aux États ayant conclu un accord de garanties au champ d'application limité, de type INFCIRC/66 (Inde, Israël, Pakistan).

### **I.4.1.3 Les garanties intégrées**

Depuis les années 2000, l'AIEA développe le concept de garanties intégrées. Il s'agit de combiner de manière optimale toutes les mesures de contrôle que l'Agence peut mettre en place en vertu des accords de garanties généralisés et des protocoles additionnels. Après avoir conclu quant à l'absence de matière et d'activité nucléaire non déclarées, l'Agence développe pour l'État concerné une approche de contrôle spécifique basée sur une confiance accrue qui se traduit par une réduction de l'effort d'inspection et un accroissement du caractère inopiné des vérifications.

## **I.4.2 Les installations à surveiller**

Malgré l'accident de Fukushima, certains pays (notamment la Chine, la Fédération de Russie, l'Inde, la République de Corée, ... [8]) ont maintenu leur choix de *"la Renaissance du nucléaire"* et le département des Garanties anticipe un accroissement du nombre de réacteurs nucléaires à surveiller compris entre 90 et 350 nouvelles tranches [9]. De même l'arrivée prochaine des réacteurs de quatrième génération va nécessiter la mise en place de procédures de surveillance adaptées, notamment pour les réacteurs à neutrons rapides qui "ferment le cycle du combustible". Ce dernier point, en effet, présente l'inconvénient majeur, en termes de Garanties, d'accroître le nombre d'usines de retraitement de combustible, propices à des détournements de matière fissile.

Le cycle du combustible (cf. fig I.4.1) fait intervenir différents types d'installations nucléaires.

Parmi les installations présentées dans la figure I.4.1, toutes présentent un risque de prolifération, mais plus particulièrement :

- les usines d'enrichissement de l'uranium ;
- les réacteurs nucléaires (de recherche ou de production d'électricité) ;
- les usines de retraitement du combustible.

Le département des Garanties s'est doté d'indicateurs en termes de performances de détection à atteindre, afin d'apporter une assurance crédible que tout comportement proliférant sera détecté suffisamment tôt et avec certitude (présentés dans la figure I.4.1).

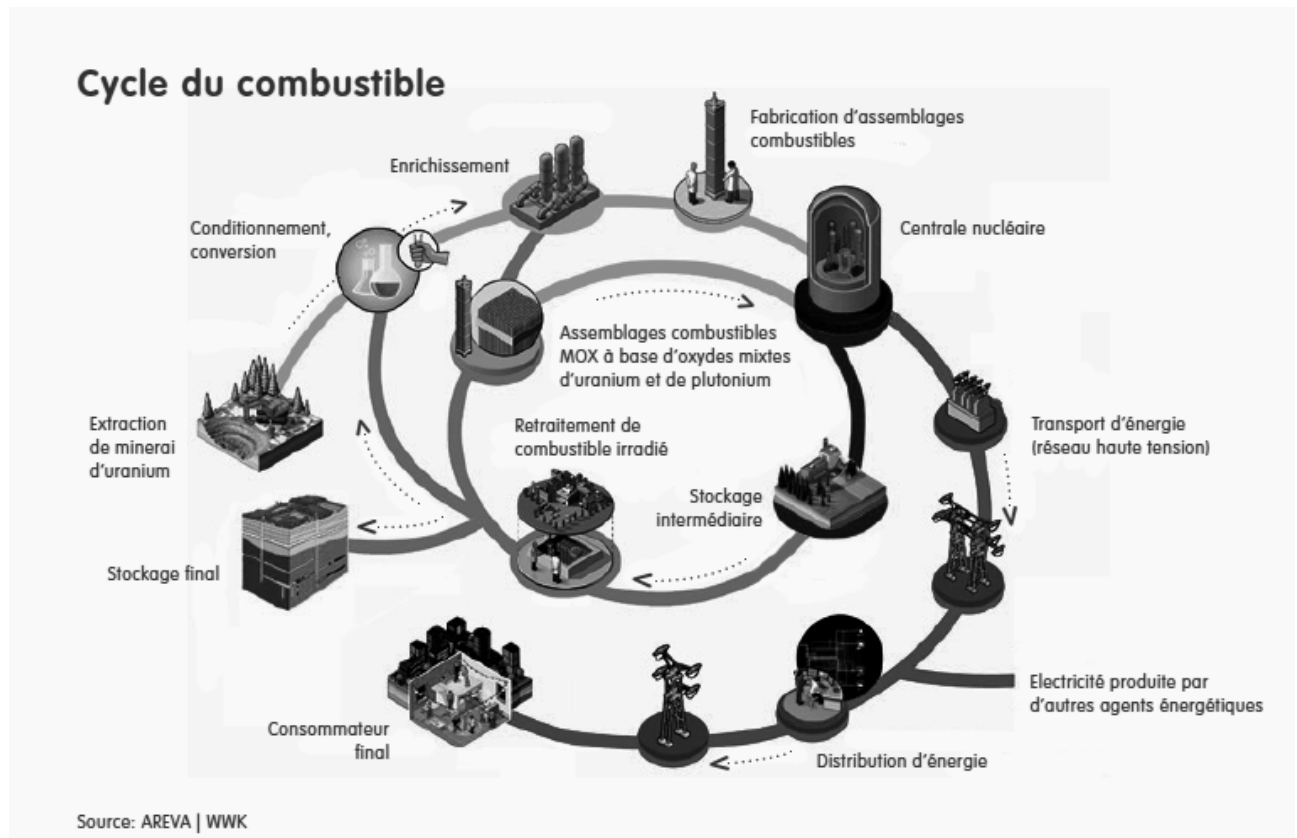


FIGURE I.4.1 – Cycle du combustible électro-nucléaire (source AREVA)

**Définition 1.** On parlera de quantité significative (SQ) de matière fissile. Cette grandeur correspond à la quantité de matière fissile à partir de laquelle on considère possible de réaliser une arme atomique. Cette quantité dépend du type de noyau fissile et de son conditionnement.

**Définition 2.** On parlera de "temps utile" (timeliness) pour désigner le temps nécessaire, une fois la SQ détournée, pour fabriquer l'arme.

Un des objectifs du département de Garanties est donc d'être capable de détecter le détournement d'une SQ en temps utile et d'apporter la preuve de cette aptitude : une telle preuve, en effet, est *en soi* dissuasive.

Un dernier point : la qualité du plutonium requis. D'après le tableau I.4.1, tout plutonium contenant moins de 80% de  $^{238}\text{Pu}$  est potentiellement proliférant. Ce point est discuté notamment par Kessler *et al.* [10], qui concluent, par un calcul de détonique simplifié, que le plutonium est inutilisable dès 6% de  $^{238}\text{Pu}$ . Malgré tout, la teneur en  $^{239}\text{Pu}$  est primordiale. Les qualités de plutonium sont nommées en fonction de cette dernière :

**Définition 3.** Il existe trois types de qualité de plutonium :

- $^{239}\text{Pu} > 93\%$  : le plutonium est dit de qualité militaire ("weapon-grade") ;
- $80\% < ^{239}\text{Pu} < 93\%$  : le plutonium est dit de qualité "fuel-grade" ;
- $^{239}\text{Pu} < 80\%$  : le plutonium est dit de qualité "reactor-grade".

Dans notre étude, nous vérifierons à quel nombre de SQ détournées un détecteur avec des performances actuelles serait sensible. Nous regarderons, le cas échéant, quelles performances devraient être atteintes pour être sensible à exactement 1 SQ en temps utile. Nous réaliserons cette étude en tenant compte de la qualité du plutonium, en nous intéressant principalement à du plutonium de qualités "weapon-grade" ou "fuel-grade". Nous considérerons toutefois du plutonium "reactor-grade" pour une teneur en  $^{239}\text{Pu} > 70\%$ .



Temps de conversion estimé pour du Pu ou de l'U	
Forme d'origine	temps de conversion
Pu, U hautement enrichi (UHE), $^{233}\text{U}$ métal	quelques jours (7-10)
$\text{PuO}_2$ , $\text{Pu}(\text{NO}_3)_4$ ou autres composés purs de Pu, UHE oxyde ou autre composés purs d' $^{233}\text{U}$ ; MOX ou tout autre composé non irradié contenant du Pu ou de l'U ( $^{233}\text{U} + ^{235}\text{U} \geq 20\%$ ); Pu, UHE et/ou $^{233}\text{U}$ à l'état de "ferraille" <sup>1</sup> ou tout autre composé impur	quelques semaines (1-3)
Pu, UHE, $^{233}\text{U}$ dans du combustible irradié	quelques mois (1-3)
U containing $<20\%$ $^{235}\text{U}$ $^{233}\text{U}$ ; Th	quelques mois (3-12)
Quantité Significative (SQ)	
type de combustible	SQ
Utilisation directe	
$\text{Pu}^2$	8kg
$^{233}\text{U}$	8kg
(UHE) ( $^{235}\text{U} > 20\%$ )	25kg $^{235}\text{U}$
Utilisation indirecte	
U ( $^{235}\text{U} < 20\%$ ) <sup>3</sup>	75kg $^{235}\text{U}$ ou 10t uranium naturel ou 20t uranium appauvri
Th	20t

TABLE I.4.1 – Définition des SQ et temps utile pour les matière fissile - traduction du glossaire des Safeguards AIEA 2001

1. terme anglais "in scrap"

2. contenant moins de 80% de  $^{238}\text{Pu}$ 

3. inclut les uranium faiblement enrichi, naturel ou appauvri.

### I.4.3 Des outils au profit des inspecteurs des Garanties

Pour remplir leur mission, les inspecteurs des Garanties ont mis en place des procédures de vérification et disposent de différents matériels de contrôle.

L'AIEA veille les nouvelles technologies susceptibles de l'aider dans ses missions. En plus de réunions bilatérales régulières avec les états membres ayant un programme de soutien, le département des Garanties organise un Symposium tous les quatre ans environ. Le dernier en date était le 11<sup>e</sup>, à Vienne du 1<sup>er</sup> au 5 novembre 2010 et s'intitulait "*Preparing for future verification challenges*".

À l'occasion de ce symposium, le Directeur Général Adjoint, chef du département des Garanties, a souligné la nécessité d'accélérer l'évolution de l'Agence vers l'application de "Garanties pilotées par les informations (Information Driven Safeguards, IDS)". Parmi les objectifs de cette conférence, on peut retenir notamment, faciliter [11] :

- une plus grande efficacité pour faire face aux défis auxquels l'Agence est confrontée : développement du nucléaire, programmes nucléaires clandestins, transferts illicites, ... ;
- une meilleure préparation à affronter une plus grande charge de travail engendrée par l'expansion du nucléaire dans le monde, dans le cadre d'un budget contraint ;
- l'extension des Garanties de l'Agence aux cycles nucléaires avancés du futur ;
- le développement de nouvelles technologies et méthodologies d'analyse pour la détection d'activités et de matières nucléaires non déclarées.

C'est dans ce dernier point que la détection des  $\bar{\nu}_e$  pourrait s'inscrire.

En effet, les expériences de Rovno (1986) [12] et de Bugey (1994) [13] ont montré la corrélation entre le nombre d'événements attendus, la puissance du réacteur et la composition du combustible. Si l'on écrit

cette corrélation, on obtient l'équation I.4.1 :

$$N_{\bar{\nu}_e}(E_{\bar{\nu}_e}, t) \propto (1 + k_{\bar{\nu}_e}) W_{th} \quad (\text{I.4.1})$$

où  $N_{\bar{\nu}_e}$  désigne le nombre d' $\bar{\nu}_e$  attendus dans le détecteur et  $k_{\bar{\nu}_e}$  désigne un paramètre dépendant de la composition du combustible. On voit donc que si l'on connaît la puissance délivrée par le réacteur, alors, la dépendance n'est plus qu'en la composition du combustible : c'est en ce sens que la détection des  $\bar{\nu}_e$  constitue une sonde de la composition du combustible en réacteur. La question est de savoir si cette dépendance est suffisamment grande pour que le détournement d'une SQ de matière fissile soit détectable en temps utile.

## I.4.4 Réunions AIEA/physiciens des neutrinos

L.A. Mikhaelyan *et al.* ont été les premiers à avoir soulevé l'application potentielle de la détection des  $\bar{\nu}_e$  à des fins de non prolifération dès 1977 [15]. L'AIEA a pris les premiers contacts avec la communauté  $\bar{\nu}_e$  en décembre 2003, au siège de l'Agence. Le rapport de ce premier meeting [14] a proposé de réaliser une étude de faisabilité afin d'établir (ou non) la possibilité d'utiliser la détection des  $\bar{\nu}_e$  à des fins de non prolifération et de définir un plan d'actions pour les efforts futurs. En 2006, les priorités ont été définies : l'intérêt premier des inspecteurs des Garanties se porte sur des moyens de surveillance de réacteurs à rechargement en ligne. En 2008, de premiers résultats de scénarios de détournement avec des REP et CANDU associés au flux d' $\bar{\nu}_e$  émis ont été présentés [16] à la section des Nouvelles Technologies du département des Garanties. Au cours de cette réunion, il est apparu que les détecteurs d' $\bar{\nu}_e$  présentent des avantages intéressants : une capacité unique à surveiller à distance, de façon non intrusive, la puissance et la composition du combustible en quasi-temps réel. Les participants ont reconnu que des prototype de détecteurs dédiés à la non prolifération avaient fait la démonstration de prises de mesures robustes, sur le long terme, dans des conditions réelles (*i.e.* auprès de centrales en fonction). De plus, un détecteur d' $\bar{\nu}_e$  pourrait très bien s'inscrire dans une démarche de "Safeguards by design", concept qui prévoit de prendre en compte les appareils de mesure de non prolifération dès la conception d'une centrale.

Lors du 11<sup>e</sup> symposium sur les Garanties, D. Reyna, Sandia, NL a présenté les résultats du démonstrateur de San Onofre et conclu avec les efforts en cours dans le monde (IAEA-CN-184/142). Les efforts français et brésiliens ont également été présentés lors de sessions de poster (IAEA-CN-184/7, IAEA-CN-184/27, IAEA-CN-184/246[17]).

### I.4.4.1 Création d'un groupe de travail *ad hoc* à l'AIEA

Afin de faciliter le partage de connaissances dans le domaine de la détection des  $\bar{\nu}_e$  à des fins de non-prolifération, la section des nouvelles technologies a créé un groupe de travail *ad hoc* à l'occasion du symposium. Lors de la première réunion de ce groupe de travail, il est apparu que si le développement de détecteurs d' $\bar{\nu}_e$  est important, l'effort premier à fournir porte sur la simulation de réacteurs, afin de déterminer la source des  $\bar{\nu}_e$ .

C'est en effet bien par la simulation de scénarios de prolifération qu'il est possible de prédire les performances requises pour un détecteur afin qu'il soit sensible aux scénarios proliférants, puisque la simulation permet de déterminer la source  $\bar{\nu}_e$  dans le cadre d'un fonctionnement normal ainsi que dans le cadre d'un fonctionnement proliférant. À partir de l'écart trouvé entre les deux fonctionnements, il est ainsi possible de fournir un cahier des charges aux développeurs de détecteurs d' $\bar{\nu}_e$ .

Nous proposons ci-dessous un panorama de l'effort mondial fourni dans la thématique de l'utilisation à des fins de non prolifération (simulation I.4.2 et détection I.4.3).

Le groupe de travail *ad hoc* de l'AIEA s'est réuni en septembre 2011.

### I.4.4.2 ESARDA

ESARDA est l'acronyme de European Safeguards Research and Development Association, ESARDA [19]. ESARDA a créé à la fin de l'année 2010 un groupe dédié aux Nouvelles Approches / Nouvelles Technologies (NA/NT) [20] afin de relier les différentes agences et communautés de recherche. En avril

2011, qui a été l'occasion de présenter l'effort du groupe ERDRE [21] dans cette thématique, ce groupe de travail NA/NT a décidé de créer un sous-groupe de travail dédié à la détection des  $\bar{\nu}_e$ . Là encore, l'effort de simulation apparaît comme le premier des efforts à fournir dans la mesure où l'objectif est de déterminer un plan d'actions pour la R&D d'un outil pour la détection des  $\bar{\nu}_e$  d'un réacteur.

La communauté expérimentale a récemment admis l'intérêt d'un outil de simulation pour le développement de détecteurs d' $\bar{\nu}_e$  à des fins de non prolifération. L'effort mondial de simulation est présenté tableau I.4.2.

#### Effort mondial de simulation d' $\bar{\nu}_e$ émis par les réacteurs à des fins de non prolifération

Projet	Pays/laboratoire	Code de simulation	Application
MURE	FRANCE, SUBATECH	MCNP Utility for Reactor Evolution, Open Source, C++	REP, CANDU, gen IV. HTR (PBR), SFR + combustibles innovants
P Huber	US/VIRGINIA- Tech	techniques statistiques pour les études de spectres, études de sensibilité	REP
ARMS (An- tineutrino Reactor Monitoring System)	US/LLNL, Sandia Lab Michigan St. Univ.	système intégré ( détec- teur+ simulation)	REP
	US/Michigan St Univ.		REP, SFR

TABLE I.4.2 – État des efforts de simulation dédiés à la non prolifération [18]

Le travail de la présente thèse s'inscrit dans cet effort. Les résultats préliminaires de l'étude de scénarios proliférants avec un VHTR (dont nous verrons la version aboutie section III.2) ont été présentés lors de la conférence ICAPP2011 (International Conference of Advances in nuclear Power Plants) [22].

#### Effort mondial de mise au point de détecteurs d' $\bar{\nu}_e$ à des fins de non prolifération

L'effort français dans ce cadre possède donc la composante de simulation des réacteurs et prédictions de spectres  $\bar{\nu}_e$  associés à des détournement avec cette thèse et le développement d'un détecteur d' $\bar{\nu}_e$  proche d'un réacteur. Il s'agit de l'expérience NUCIFER[23], menée conjointement par le CNRS/IN2P3 (laboratoire SUBATECH) et le CEA/IRFU auprès du réacteur de recherche OSIRIS (fig. I.4.2), situé sur le site du CEA/Saclay.

NUCIFER est un détecteur cylindrique (hauteur 1.6 m, diamètre 1.2 m) contenant  $\simeq 0.85m^3$  de liquide scintillant dopé au gadolinium. Ce détecteur sera positionné à 7m du réacteur OSIRIS. Son efficacité de détection prévue est de 50% [23]. La physique de détection est explicitée fig. I.4.3.

Les dimensions du détecteur constituent un compromis entre les contraintes fournies par l'AIEA : le détecteur doit être le plus petit possible ; et les contraintes de la physique : il faut un minimum de liquide scintillant et de veto pour pouvoir obtenir une statistique satisfaisante. L'idée est donc d'utiliser des détecteurs utilisant de l'ordre du mètre cube de liquide scintillant, qui est l'ordre de grandeur raisonnable pour répondre aux deux critères. Notons enfin que pour notre étude, le détecteur sera supposé contenir 1.1t de liquide scintillant, volume initialement envisagé pour NUCIFER, et non pas 0.85.

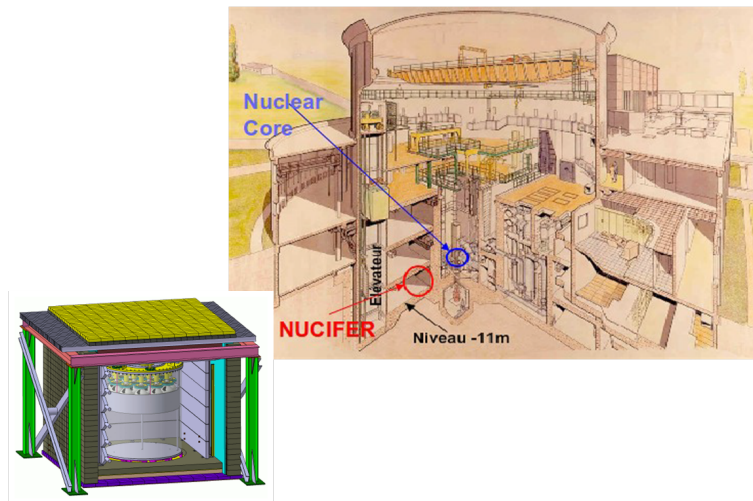


FIGURE I.4.2 – Position de NUCIFER auprès du réacteur de recherche OSIRIS

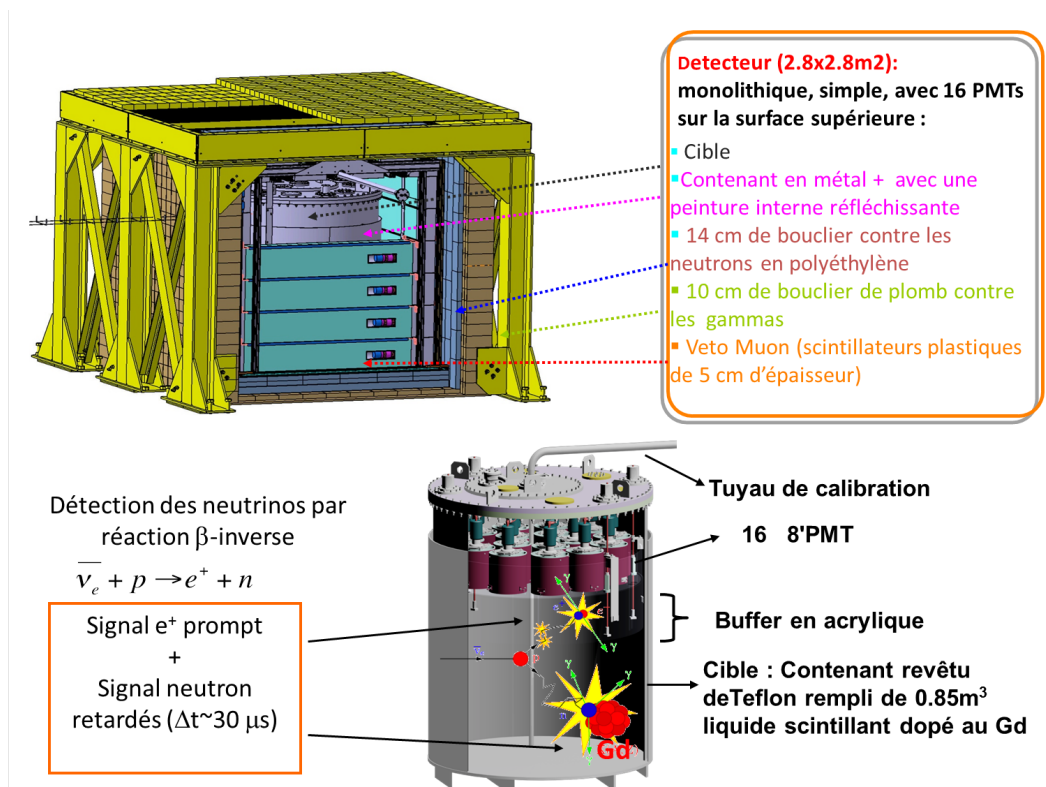


FIGURE I.4.3 – Physique de détection utilisée avec NUCIFER

Projet	Pays	Type de ré-acteur	technique de détection	état du projet
ANGRA	BRESIL	REP	eau dopée au Gd	début prévu fin 2012
CORMORAD	ITALIE	CANDU (Roumanie)	plastique modulaire + Gd en surface	mesures prises en 2011
DANSS	RUSSIE	REP	plastique modulaire + Gd	en construction
Tohoku Univ.	JAPON	JOYO Na-FBR	liquide scintillant + Gd, en surface	NIMA 662 (2012) 90-100
MARS	Roy.-Uni		plastique modulaire + LiF :ZnS, PSD	Prototype, en recherche de financement
NUCIFER	FRANCE	réacteur de recherche	à 7m, liquide scintillant + Gd, PSD	En cours
PANDA	JAPON	REP	plastique + Gd	détecteur déployé
R& D	US		eau + Gd en surface, à 40m	déployé à SONGS
R& D	US		plastique modulaire + LiF :ZnS, PSD	Prototype déployé
SONGS2	US	CANDU (Canada)	à 75m liquide scintillant + Gd, 4 tonnes	détecteur construit (prise de mesures 2 <sup>e</sup> semestre 2012)

TABLE I.4.3 – État des projets à court terme de détecteurs d' $\bar{\nu}_e$  dédiés à la non prolifération [18]

## Bibliographie

- [1] IAEA SAFEGUARDS GLOSSARY 2001 Edition INTERNATIONAL NUCLEAR VERIFICATION SERIES No. 3
- [2] [non-proliferation.irsn.fr/Nucleaire/historique/Pages/HistoriqueAIEA.aspx](http://non-proliferation.irsn.fr/Nucleaire/historique/Pages/HistoriqueAIEA.aspx)
- [3] [www.iaea.org/Publications/Documents/Infocircs/Others/French/infocirc66r2\\_fr.pdf](http://www.iaea.org/Publications/Documents/Infocircs/Others/French/infocirc66r2_fr.pdf)
- [4] [www.iaea.org/Publications/Documents/Infocircs/Others/infocirc153.pdf](http://www.iaea.org/Publications/Documents/Infocircs/Others/infocirc153.pdf)
- [5] [www.iaea.org/Publications/Documents/Infocircs/2005/infocirc290a1.pdf](http://www.iaea.org/Publications/Documents/Infocircs/2005/infocirc290a1.pdf)
- [6] Décret n°2002-254 du 22 février 2002
- [7] [www.iaea.org/Publications/Documents/Infocircs/1997/infocirc540c.pdf](http://www.iaea.org/Publications/Documents/Infocircs/1997/infocirc540c.pdf)
- [8] *Uranium 2011 : Resources, Production and Demand* Rapport établi conjointement par l'Agence de l'OCDE pour l'énergie nucléaire et l'Agence internationale de l'énergie atomique OCDE, Paris, 2012 - ISBN 978-92-64-17803-8
- [9] IAEA Report, *Energy, Electricity and Nuclear Power Estimates for the Period up to 2050*, IAEA-RDS-1/31 ISBN 978-92-0-119410-7, ISSN 1011-2642 - August 2011
- [10] G. Kessler et al., *Potential nuclear explosive yield of reactor-grade plutonium using the disassembly theory of early reactor safety analysis*, Nuclear Engineering and Design, Vol. 238, p. 3475-3499 (2008).
- [11] NOTE DRI/AIEA-FB/sm/2010-199, CEA, du 14 décembre 2010
- [12] Kopeikin V. I., Mikaelyan L. A., and Sinev V. V., 1997. *Spectrum of electronic reactor antineutrinos*, Phys. Atom. Nucl. 60 (1997) 172.
- [13] Klimov, Yu.V., Kopeikin, V.I. . Rev, Mikaelyan, L.A., et al., *Neutrino method remote measurement of reactor power and power output*, Atomic Energy, 76, No.2, 123-127 (1994)
- [14] IAEA Report, *Meeting to Evaluate Potential Applicability of Antineutrino Detection Technologies for Safeguards Purposes*, Dec. 2003.

- [15] Mikaelian, L.A., 1977, Proc. Int. Conf. Neutrino-77, v.2, p.383.
- [16] IAEA Report, *Final Report of the Focused Workshop on Antineutrino Detection for Safeguards Applications*, STR-361, Feb. 2009.
- [17] M. Fallot *et al.*, *Nuclear Reactor Simulations for Unveiling Diversion Scenarios : capabilities of the antineutrino probe*, Proceedings of the 11th International Symposium on Safeguards in Vienna, Austria, Nov. 2010, entitled "Preparing for Future Verification Challenges", (paper 246).
- [18] M. Fallot, *Estimated Sensitivity of the Antineutrino Probe to Spent PWR Fuel Assemblies and Future Reactor Monitoring.*, INMM meeting, Orlando, juillet 2012 ; M. Fallot & R. de Meijer *The detection of reactor antineutrinos for reactor core monitoring : an overview*, ESARDA NA/NT WG meeting Sept. 2011, Helsinki.
- [19] European Safeguards Research and Development Association, [esarda2.jrc.it/about/index.html](http://esarda2.jrc.it/about/index.html)
- [20] ESARDA NA/NT : [esarda2.jrc.it/internal\\_activities/WG-NT-NA/index.html](http://esarda2.jrc.it/internal_activities/WG-NT-NA/index.html)
- [21] S. Cormon, V.M. Bui, M. Fallot, A. Nuttin, B. Guillon, J.-B. Clavel, L. Giot, A. Onillon, A. Porta, N. Thiollière, F. Yermia. *Nuclear Reactor Simulations for Unveiling Diversion Scenarios : capabilities of the antineutrino probe applied to actual and Generation-IV reactor monitoring*, ESARDA International Conference 2011, Budapest, April 2011.
- [22] S. Cormon, M. Fallot, V.M. Bui, L. Giot, A. Onillon, A. Porta, F. Yermia, *Nuclear Reactor Simulations for Unveiling Diversion Scenarios : Capabilities of the Antineutrino Probe Applied to VHTR Monitoring*, proceedings of the Int. Conf. ICAPP 2011, 11198, (2011) Nice, France.
- [23] A. Porta, V.M. Bui *et al.*, *Reactor Neutrino Detection for Non Proliferation with the NUCIFER Experiment*, ESARDA International Conference 2011, Budapest, April 2011. See also A. Cucoanes on behalf of the Nucifer Collab. Int. Conf. TAUP 2011 proceedings, The Nucifer experiment.

## I.5. L'avenir du nucléaire - enjeux énergétiques pour le futur

*L'habitude de penser empêche parfois d'éprouver le réel, immunise contre lui, le fait paraître de la pensée encore. Il n'y a pas une idée qui ne porte en elle sa réfutation possible, un mot le mot contraire.*

M. Proust

### Sommaire

I.5.1	Les défis de la production d'énergie durable . . . . .	38
I.5.2	Le nucléaire, une énergie durable ? . . . . .	38
I.5.3	Les leviers pour relever les défis de la production d'énergie nucléaire durable . . . . .	43
I.5.3.1	L'intérêt des hautes températures . . . . .	43
I.5.3.2	Le gain sur la consommation du combustible . . . . .	44
I.5.3.3	La transmutation des déchets . . . . .	45
I.5.4	Les réacteurs simulés dans le cadre de cette thèse . . . . .	46
I.5.5	Simulation de combustibles innovants . . . . .	46
	Bibliographie . . . . .	47

DANS UN CONTEXTE énergétique et écologique tendu, et malgré le récent accident de Fukushima, l'énergie nucléaire s'impose dans l'avenir comme une source incontournable d'énergie.

C'est en effet la conclusion des différentes sessions plénières de la conférence ICAPP<sup>1</sup> 2011, première conférence sur le nucléaire industriel après Fukushima. Cette conclusion repose sur le constat suivant : malgré les risques majeurs inhérents au fonctionnement d'un réacteur nucléaire, l'ensemble des énergies dites renouvelables envisagées comme alternatives, sont avant tout des énergies intermittentes (ex : industrie éolienne (avec un vent intermittent et de force variable), panneaux photovoltaïques des particuliers (dépendant de l'ensoleillement . . .). À ce jour, l'intermittence de la production d'énergie est rédhibitoire dans la mesure où l'on ne sait pas stocker l'énergie électrique à grande échelle et à distance. Ainsi, les trois seules sources d'énergie "de base" sur lesquelles peut s'appuyer la production d'énergie continue sont le pétrole, le charbon et le nucléaire. L'aspect fini des ressources en pétrole conduit à explorer soit la voie de la décarbonisation<sup>2</sup> pour continuer l'utilisation du charbon, soit celle du nucléaire, soit plus sûrement une combinaison des deux. Afin d'illustrer ce point, nous reproduisons ici des hypothèses sur la contribution du nucléaire au bouquet énergétique européen à l'horizon 2050 présentées par Mme Ute Blohm-Hieber [1], chef de l'unité ENER-D2 de la Commission Européenne, à la conférence de l'European Sustainable Nuclear Industrial Initiative (ESNII) qui se tenait à Bruxelles le 25 Juin 2012.

Une première hypothèse, de 26.4% de la part du nucléaire au bouquet énergétique correspond à la projection antérieure à l'accident de Fukushima. La deuxième, de 20.5% est une hypothèse post-Fukushima, tenant compte de la décision de l'Allemagne et de l'Italie de sortir du nucléaire. Dans une hypothèse de décarbonisation, cette part est prévue d'être réduite à une fourchette de 3-19%.

1. International Conference of Advances in nuclear Power Plants

2. Le terme de décarbonisation est choisi pour ne pas confondre avec la "décarbonatation" qui correspond déjà à un processus chimique. La décarbonisation d'une industrie consiste à réduire au maximum la production de gaz à effet de serre. Pour une centrale au charbon, cela passe par la capture et la séquestration du carbone.

## I.5.1 Les défis de la production d'énergie durable

L'utilisation du pétrole comme source d'énergie primaire a une durée comptée. En effet, il s'agit d'une énergie fossile, donc non renouvelable. Nous reproduisons ici les réserves en pétroles prouvées en 2011 fournies par l'Union Française des Industries du Pétrole [2].

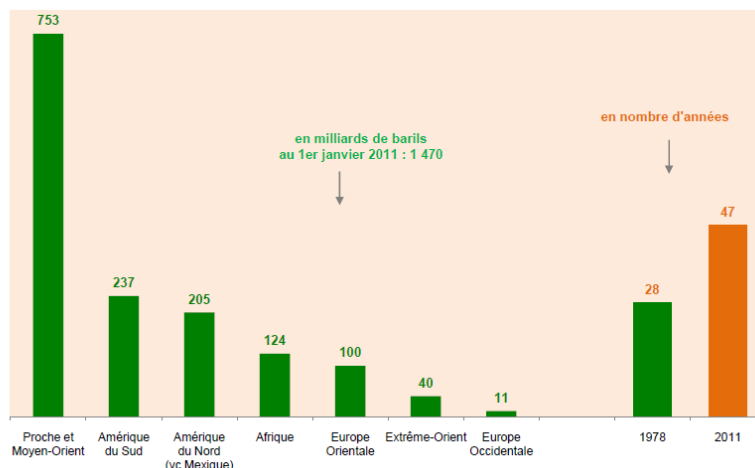


FIGURE I.5.1 – Réserves de pétrole prouvées dans le monde, en 2011 [2].

La figure I.5.1 montre que les réserves prouvées en pétrole nous permettent une autonomie de l'ordre de la cinquantaine d'années.

Il convient donc de trouver des énergies alternatives.

Le charbon, constitue une source énergétique qui pourrait durer encore quelques milliers d'années. Son inconvénient majeur est de produire du  $CO_2$  en grande quantité, ce qui contribue fortement à l'effet de serre, particulièrement néfaste au devenir de la planète. Pour concilier l'utilisation du charbon et la diminution d'émission de gaz à effet de serre, il convient de décarboniser cette industrie, et donc de capter et stocker le  $CO_2$  qu'elle émet.

Comme il s'agit de la ressource disponible au plus long terme et la moins coûteuse à utiliser *a priori*, les études concernant la faisabilité économique de conception de réacteurs nucléaires prennent comme référence le coût de fonctionnement de centrales à charbons équivalentes avec et sans hypothèse de décarbonisation.

Afin de réaliser une étude sur les gains potentiels en termes de diminution d'émission de gaz à effet de serre, il faut réfléchir en termes d'économie d'énergie. Pour cela, il convient de séparer les différents consommateurs d'énergie, et de se fixer des objectifs de réduction d'émission de gaz à effet de serre par poste. U. Blohm-Hieber a présenté les objectifs de la Commission Européenne sur ce chapitre [1], dans le cas du choix d'une réduction de 80% des émissions de gaz à effet de serre (fig. I.5.2).

La figure I.5.2 montre que parmi les postes devant faire le plus d'effort pour réduire les gaz à effet de serre figurent la production d'énergie, l'industrie et les transports.

Nous verrons dans les lignes qui suivent que le nucléaire peut contribuer avantageusement à ces trois postes, la production d'hydrogène pouvant répondre à la problématique des transports.

## I.5.2 Le nucléaire, une énergie durable ?

L'énergie récupérée par la fission des noyaux fissiles permet aujourd'hui de produire de l'énergie électrique, mais elle pourrait permettre, à moyen terme, d'atteindre des températures élevées nécessaires à des processus industriels utilisant jusqu'à présent le pétrole ou le charbon. Elle pourrait également servir de



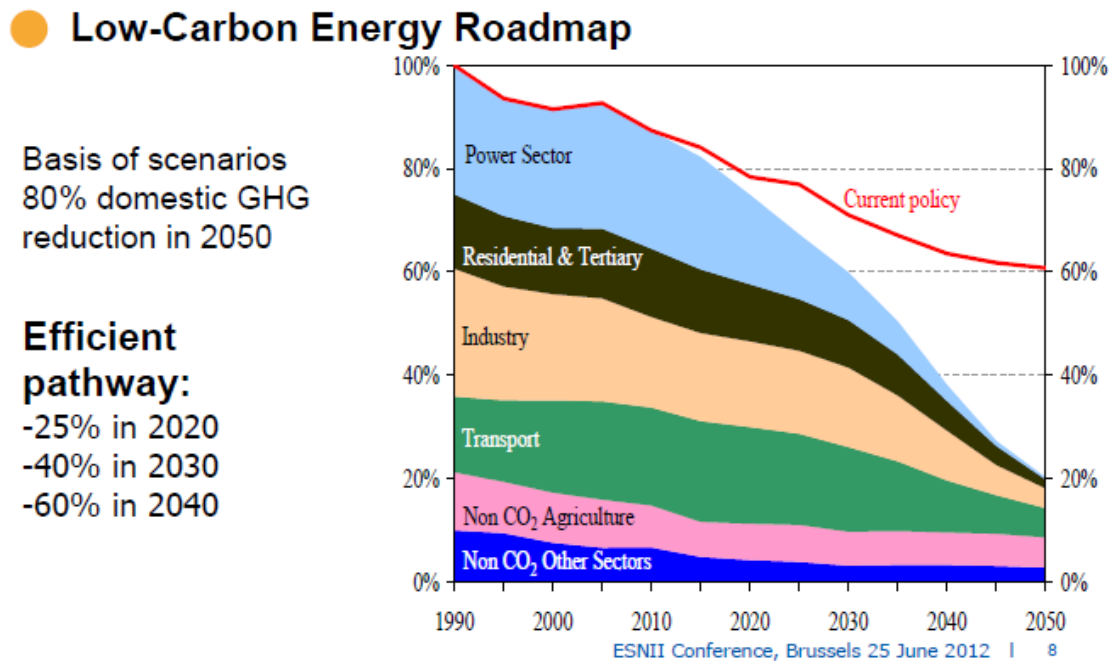


FIGURE I.5.2 – Objectif de réduction des gaz à effets de serre par poste de consommation d'énergie.

moyen alternatif à des processus chimiques à "froid" hautement polluants (par ex : la production d'hydrogène).

Toutefois, si l'on met en évidence le caractère fini des énergies fossiles, il convient dans un premier temps de remarquer que les ressources en Uranium sont également comptées [3], et il faut en conséquence réfléchir à une façon de fermer le cycle du combustible, et/ou en tout cas, d'accroître les ressources : cela passe par l'exploration du cycle de combustible Thorium et par la mise en place de réacteurs surgénérateurs.

D'après la publication [3], la demande en uranium devrait continuer à croître dans le futur prévisible dans la mesure où le nucléaire demeure un élément clé du bouquet énergétique mondial. Plusieurs États planifient la construction de nouvelles centrales électronucléaires, la plus forte croissance étant attendue en Chine, en Fédération de Russie, en Inde et en République de Corée. Il reste toutefois à déterminer le rythme et l'importance de la croissance de la puissance installée ailleurs. D'ici 2035 et d'après le Secrétariat commun AEN-AIEA, la capacité de production d'électricité d'origine nucléaire mondiale devrait passer de 375 GWe net (fin 2010) à 540 GWe net, dans l'hypothèse basse, et 746 GWe, dans l'hypothèse haute, soit une augmentation comprise entre 44 % et 99 %. Par conséquent, les besoins annuels mondiaux en uranium des centrales nucléaires devraient progresser de 63 875 tonnes d'uranium métal (tU) à la fin de 2010 à un chiffre situé entre 98 000 tU et 136 000 tU en 2035 ([3]). La base de ressources actuellement identifiée est donc plus que suffisante pour répondre à la demande dans l'hypothèse haute jusqu'en 2035 et dans le futur prévisible. Malgré cette abondance de ressources, il faudra, pour satisfaire la demande projetée, investir en temps opportun dans des installations de production, étant donné les longs délais (de l'ordre d'une dizaine d'années, voire plus, dans la majorité des pays producteurs) nécessaires pour développer les installations.

En définitive, pour constituer une source d'énergie durable permettant de réduire drastiquement les émissions de gaz à effet de serre, le nucléaire doit avoir une sûreté renforcée, proposer une gestion des déchets optimisée et responsable, fermer le cycle du combustible (ou a minima l'étendre au cycle  $^{232}\text{Th}/^{233}\text{U}$ ) et dans la mesure du possible étendre son utilité au delà de la production d'énergie. Ces défis sont résumés dans la figure I.5.3.

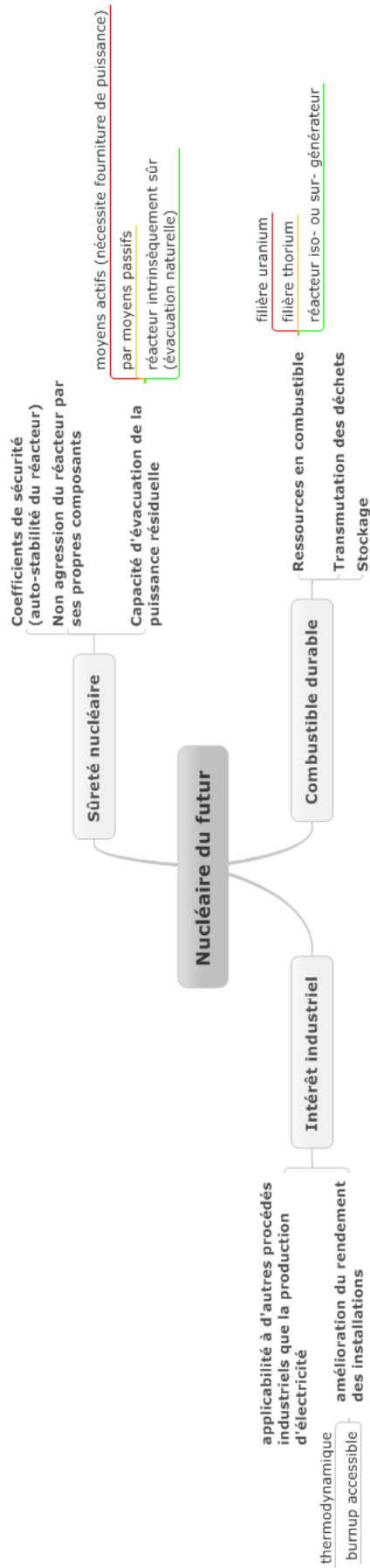


FIGURE I.5.3 – Principaux critères de choix de réacteur du futur.

Pour relever le défi du nucléaire durable, le DOE (Department Of Energy) américain a créé le forum "Génération IV" en 2000. Le premier objectif a été de fixer les priorités en termes de R&D des réacteurs du futur I.5.5. Ces priorités ont été décidées lors du meeting de Tokyo en 2002, et ont abouti à la liste des six filières estimées les plus prometteuses :

1. les réacteurs à neutrons rapides et caloporteur gaz (GFR) ;
2. les réacteurs à neutrons rapides et caloporteur plomb (LFR) ;
3. les réacteurs à neutrons rapides et caloporteur sodium (SFR) ;
4. les réacteurs à caloporteur gaz et à très haute température (VHTR) ;
5. les réacteurs à eau supercritiques (SCWR) ;
6. les réacteurs à sels fondus (MSR).

Ces filières sont présentées fig. I.5.4, à partir des schémas disponibles sur le site web du forum [4]

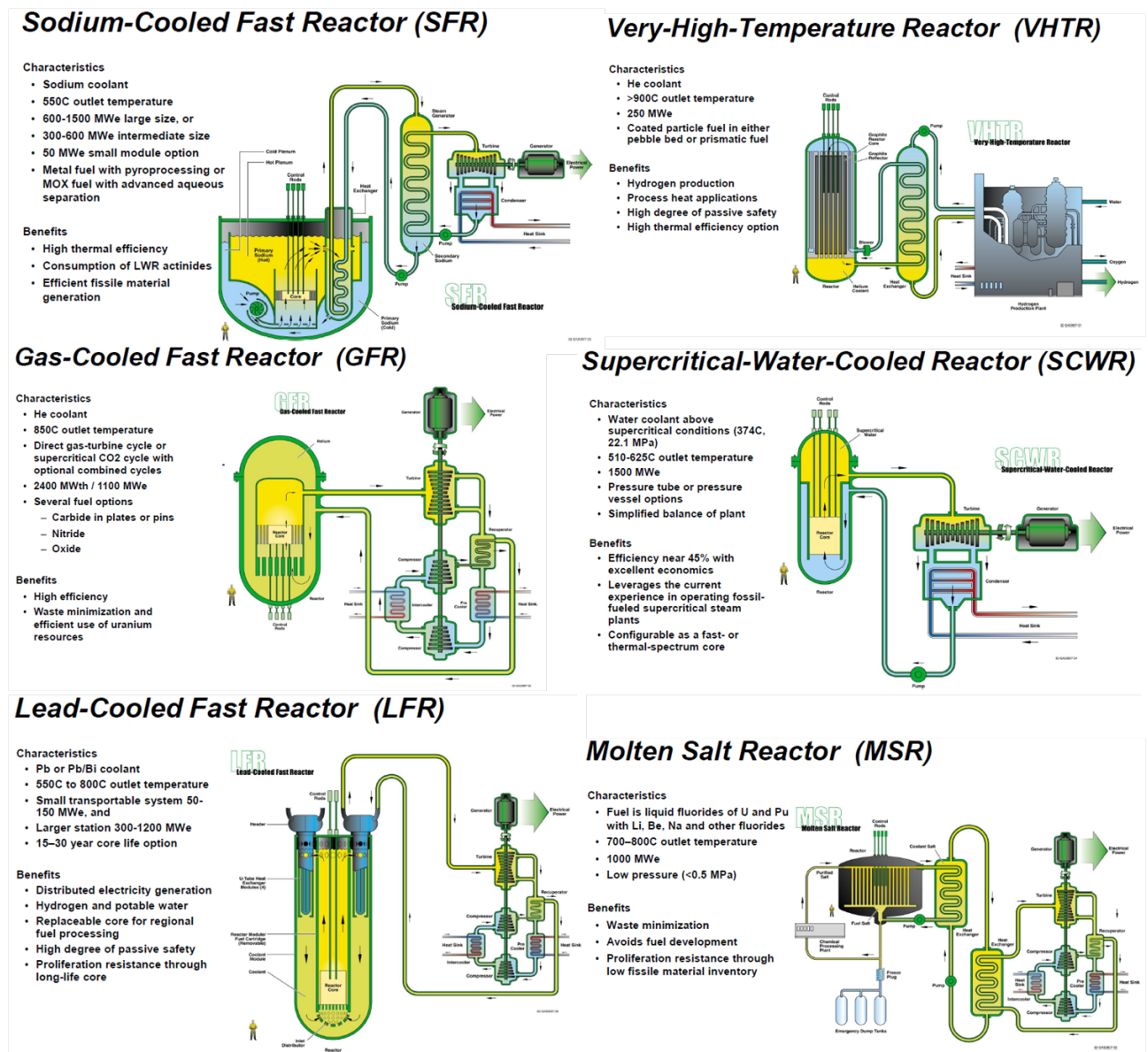


FIGURE I.5.4 – Les différents types de réacteurs retenus par le projet gen. IV.

Tous ces types de réacteurs ne nécessitent pas le même effort de R&D et ne seront pas développés en même temps. L'échelle de temps du projet est fournie fig. I.5.5, également à partir du site [4].

Dans le cadre de ce forum, l'Europe a vocation à jouer un rôle important et s'investit préférentiellement pour les projets qui ferment le cycle du combustible [5] :

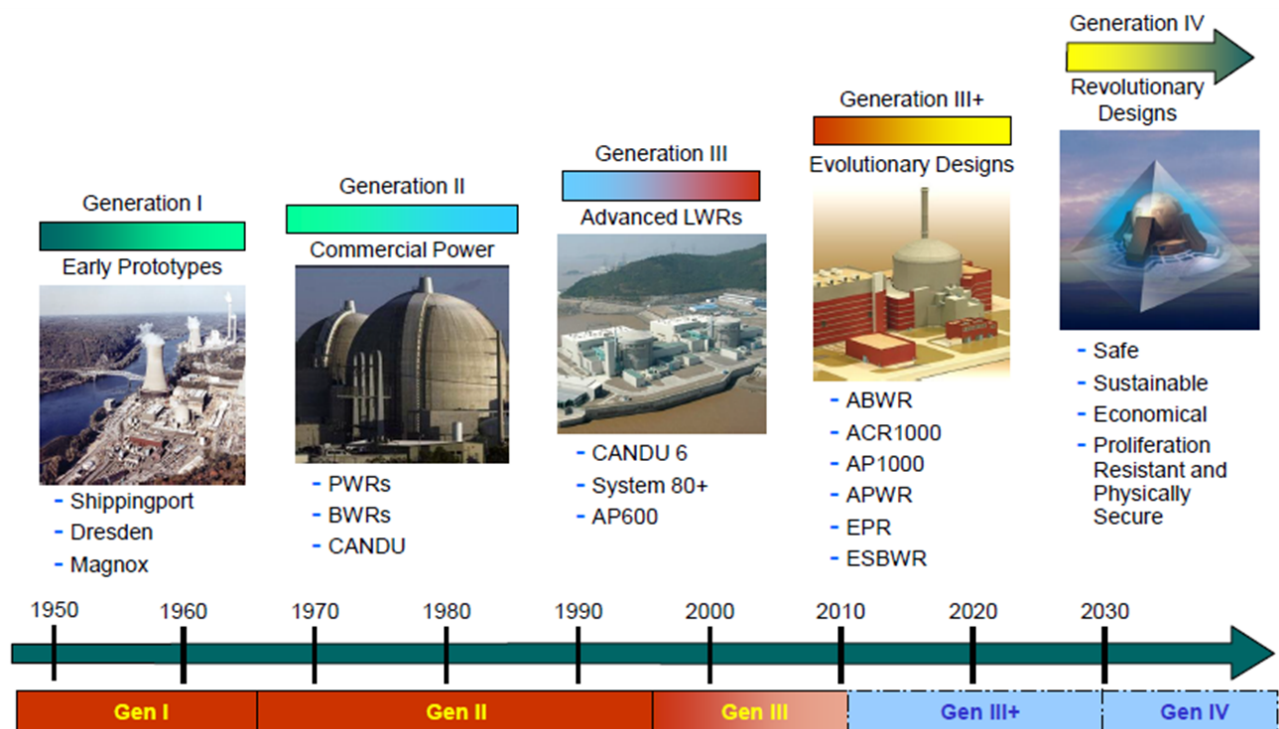


FIGURE I.5.5 – Échelle de temps du projet gen. IV.

Gen. I : Shippingport : réacteur à eau pressurisée, Dresden : réacteur à eau bouillante, MAGNOX : réacteur graphite/gaz. (Les types de réacteurs sont présentés dans la section I.6)

Gen II : PWR est l'acronyme anglais pour réacteur à eau (légère) pressurisée (REP), BWR, réacteur à eau bouillante, CANDU, réacteur à eau lourde pressurisée de conception canadienne.

Les réacteurs de Gen. III correspondent à des améliorations de réacteurs de Gen II : CANDU 6 pour CANDU, System 80+ pour un type de REP, AP600 et AP1000 sont des REP avec des systèmes de sécurité passifs, de même que l'EPR, l'ESBWR, APWR, et ABWR, désignent des réacteurs avancés de concepts existants (REP, eau bouillante).

- Réacteur à neutrons rapides et caloporteur sodium : projet ASTRID
- Réacteur à neutrons rapides et caloporteur gaz : projet ALLEGRO
- Réacteur à neutrons rapides et caloporteur plomb : projet ALFRED
- Réacteur à très haute température : projet RAPHAEL

Nous avons tout de même mentionné le projet RAPHAEL, qui n'est pas un réacteur fermant le cycle du combustible, mais un réacteur à très haute température. Parmi les critères de choix industriels, outre la capacité de rechargement en ligne (intéressante du point de vue des coûts industriels mais pénalisante en termes de lutte contre la prolifération), l'enrichissement initial et le burnup maximal accessible sont des grandeurs prises en compte (cf tab.I.5.1) : plus le burnup accessible est élevé, mieux le réacteur est rentabilisé. La valeur de l'enrichissement souhaitée dépend essentiellement de la technologie d'enrichissement utilisée. A contrario, plus le burnup est élevé, plus le retraitement du combustible est malaisé.

A ce jour, deux procédés d'enrichissement sont mis en œuvre : l'enrichissement par diffusion et l'enrichissement par centrifugation. Il existe un rapport de 24 en termes de consommation d'énergie pour un même enrichissement[6], en défaveur de la diffusion. De ce fait, les pays utilisant l'enrichissement par diffusion préféreront des combustibles faiblement enrichis (3-5%), tandis qu'avec un procédé par centrifugation, on peut envisager des enrichissements plus élevés (8-10%).

Filière	CANDU	REP	RNR	VHTR
Enrichissement (%)	0.7	4	15	8.5
Burnup accessible (GWj/t)	10	40	100	80 à 150

TABLE I.5.1 – Enrichissement initial et burnup maximal accessible pour des filières d'intérêt

## I.5.3 Les leviers pour relever les défis de la production d'énergie nucléaire durable

### I.5.3.1 L'intérêt des hautes températures

Les hautes températures présentent le double avantage d'améliorer le rendement et d'accéder à des processus industriels plus propres.

#### Gain en rendement thermodynamique

Comme tout système thermodynamique, la contrainte de rendement d'une centrale nucléaire est imposée par Carnot :

$$\eta = 1 - \frac{T_f}{T_c} \quad (\text{I.5.1})$$

La température de la source froide est imposée par la nature, puisqu'il s'agit de la température de l'eau du fleuve ou de la mer qui refroidit le circuit secondaire. Elle peut atteindre environ 30°C. Dès lors, le rendement accessible dépend essentiellement de la température de la vapeur dans le générateur de vapeur, qui elle-même dépend de la température du circuit primaire. Pour une installation industrielle fonctionnant à pression constante de 70 bar, on obtient une température de 560°K (formule de Duperray), ce qui entraîne un rendement maximal accessible de l'installation de 46%.

Une façon d'améliorer cette performance serait d'augmenter la température de fonctionnement du réacteur. A très haute température, *i.e.* à partir de 900K, on arrive à un rendement maximal accessible qui dépasse 67%.

#### Un autre intérêt des hautes températures : quelques procédés industriels

Parmi les applications à très hautes températures les plus envisagées se trouve la production d'hydrogène.

En effet, cette co-génération permettrait, entre autres, de s'affranchir du pétrole pour le processus de production d'hydrogène. L'hydrogène étant un combustible possible pour les voitures du futur, la génération d'hydrogène à l'aide d'installations nucléaires pourrait permettre de construire une filière de transports particuliers affranchie de tout combustible fossile.

Par ailleurs, les hautes températures sont requises pour la désalinisation (ou dessalement) de l'eau de mer, et cette opération consomme beaucoup d'énergie. L'AIEA s'intéresse de près à l'utilisation de l'énergie nucléaire pour la désalinisation [7].

Ces deux applications, prometteuses, constituent des priorités de l'AIEA en termes d'utilisation de l'énergie nucléaire pour des utilisations différentes de l'électricité [8].

### I.5.3.2 Le gain sur la consommation du combustible

Une autre manière d'économiser le combustible est d'accéder à des burnups plus élevés. Pour cela, on peut jouer sur l'enrichissement du combustible, voire changer de paradigme : au lieu d'un cycle combustible à base d' $^{235}\text{U}$  ou de MOX ( $^{235}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$ , ce qui constitue déjà en-soi une prolongation de l'utilisation du combustible), passer à un cycle combustible utilisant l' $^{233}\text{U}$ .

#### Le passage à un cycle $^{232}\text{Th}/^{233}\text{U}$

Le passage à un cycle  $^{232}\text{Th}/^{233}\text{U}$  présente deux intérêts principaux :

- le thorium existe en grande abondance sur Terre, ce qui permettrait de gagner des dizaines d'années d'autonomie en combustible, même avec un cycle combustible ouvert ;
- les déchets (AM) produits avec un cycle  $^{232}\text{Th}/^{233}\text{U}$  ont une durée de vie beaucoup plus faible que ceux produits avec le cycle actuel.

La principale difficulté liée à ce changement de type de combustible est que l' $^{233}\text{U}$  n'existe pas à l'état naturel et que pour démarrer une filière, il faut commencer par irradier du  $^{232}\text{Th}$  dès à présent, au sein de réacteurs d'aujourd'hui. La seconde est l'élimination du  $^{233}\text{Pa}$ , poison neutronique, du combustible ; la troisième, enfin, est la présence d' $^{232}\text{U}$  radiotoxique et qui, par décroissances successives produit du  $^{208}\text{Ti}$ , également radiotoxique qui rendent la manipulation du combustible délicate.

La mise en place de cibles de  $^{232}\text{Th}$  dans les réacteurs existants n'est pas sans risque vis-à-vis de la sûreté des installations nucléaires actuelles car elles sont susceptibles d'en perturber les propriétés neutroniques (nous expliciterons brièvement ce point dans la section I.6) et il convient donc de mener des études de faisabilité. Ce type d'études est mené notamment à l'IPN d'Orsay et au LPSC de Grenoble (nous citerons par exemple : [9], [10], [11]).

#### La fermeture du cycle combustible

La fermeture du cycle combustible est un enjeu majeur, car, en définitive, il s'agit de la seule véritable démarche "durable" puisqu'elle permet la surgénération. En effet, l'idée est de réaliser des réacteurs iso-voire sur-générateur, *i.e.* qui produisent au moins autant de combustible qu'ils n'en consomment. Les filières  $^{238}\text{U}/^{239}\text{Pu}$  et  $^{232}\text{Th}/^{233}\text{U}$  sont toutes les deux envisageables.

Une difficulté liée à la mise en œuvre de tels réacteurs est l'inventaire initial en  $^{239}\text{Pu}$  requis pour démarrer la filière. En effet, un réacteur de la génération actuelle produit de l'ordre de la centaine de kg de plutonium par an, tandis que l'inventaire initial pour démarrer un réacteur de type SUPERPHENIX requière de l'ordre de grandeur de la tonne en plutonium. Les États ne sont donc pas tous égaux pour l'accès aux réacteurs surgénérateurs : ceux qui disposent déjà d'un parc électro-nucléaire sont mieux armés.

De plus, une telle industrie nécessite la mise en place d'usines de retraitement du combustible supplémentaires dans le monde. En effet, à ce jour, seuls la France, le Japon, le Royaume-Uni et la Russie disposent de telles usines [12]. On voit donc ici qu'au-delà du défi technologique et de physique des réacteurs, la transition vers la fermeture du cycle du combustible nécessite une approche systémique, incluant notamment les infrastructures et les capacités industrielles associées au cycle complet [12].

### I.5.3.3 La transmutation des déchets

Il nous reste à évoquer le problème des déchets nucléaires. Ceux-ci sont au cœur de nombreux débats. En France, la loi Bataille de 1991, prolongée en 2006 a demandé une évaluation scientifique des perspectives industrielles en 2012 selon trois axes :

- séparation et transmutation des déchets ;
- stockage en formations géologiques profondes ;
- conditionnement et entreposage de longue durée en surface.

Dans les déchets d'un réacteur nucléaire, on trouve les produits de fission d'une part, et on trouve les actinides mineurs (AM) (notamment neptunium, américium et curium) dont la période est longue (de l'ordre de quelques millions d'années) et la radiotoxicité, grande. Ces AM sont produits avec les captures neutroniques successives de l'uranium, plutonium . . .

L'objectif de la transmutation est de transformer ces noyaux radiotoxiques à durée de vie longue en des noyaux à durée de vie bien plus courte, en les faisant réagir avec des neutrons, de préférence rapides, ce qui tend à les faire émettre des noyaux légers, voire fissionner. Au bilan, on obtient des noyaux à durée de vie nettement plus courte (quelques centaines d'années).

Pour cela, deux voies sont possibles : la transmutation des déchets au sein d'ADS (Accelerator Driven System) ou en couverture de réacteurs à neutrons rapide.

#### Transmutation des AM avec un ADS (Accelerator Driven System)

Une première approche consiste à utiliser des réacteurs fonctionnant en mode sous-critique pilotés par accélérateurs : les ADS. Dans ces systèmes, l'équilibre neutronique du réacteur nécessite un apport extérieur de neutrons : la marge de sous-criticité ainsi introduite (quelques %) permettrait d'utiliser des combustibles très chargés en actinides mineurs dans des conditions de sûreté satisfaisantes. On envisage alors des parcs de réacteurs en « double strate » : pour le parc français, par exemple, il faudrait un parc d'une vingtaine d'ADS composés d'EFIT<sup>3</sup> dont la puissance unitaire est d'environ 385 MWth, pour transmuter l'ensemble des AM provenant du parc de production d'électricité [13].

Le principe des ADS est d'accélérer des protons vers une cible située au milieu du cœur du réacteur, qui, lui, est sous-critique<sup>4</sup>. Cette cible, constituée de noyaux lourds, permet la production de neutrons par spallation. Ces neutrons produits constituent l'appoint pour le cœur afin de maintenir l'équilibre neutronique. À  $K_{eff}$  fixé, la puissance thermique souhaitée est atteinte en ajustant l'intensité du faisceau. En effet, le nombre de neutrons émis par la cible de spallation, donc le nombre de fissions induit dans le cœur sous-critique, est directement proportionnel à l'intensité du faisceau.

Le projet MEGAPIE a permis de réaliser avec succès une cible de spallation liquide soumise à un faisceau de protons de puissance 1 MW, à PSI, en Suisse (2006). Le projet MYRRHA/XT-ADS constitue le démonstrateur d'ADS européen prévu pour être opérationnel en 2023 [15].

#### Transmutation des AM avec un RNR

La transmutation des AM avec un RNR repose sur le même principe de faire émettre des noyaux légers par les AM en les faisant réagir avec des neutrons relativement rapides. L'avantage d'un RNR par rapport à un spectre thermique, est donc de fonctionner avec des neutrons rapides, ce qui lui donne une meilleure chance d'incinérer plus d'AM qu'il n'en produit lui-même par rapport à un réacteur à spectre thermique. Pour cela, deux options sont envisagées, présentant chacune des avantages et inconvénients dont la balance n'est pas encore définitivement tranchée[16]. La première, que nous ne traiterons pas dans le cadre de cette thèse est la transmutation en mode homogène. Elle consiste à mettre les AM au sein même du cœur. Son principal intérêt est de maximiser le taux de transmutation mais il ressort de l'article [16] que son principal

3. démonstrateur européen pour la transmutation à l'échelle industrielle, suite logique de MYRRHA

4. la notion de criticité est abordée section I.6

défaut est de réduire la fraction de neutrons retardés ainsi que de dégrader les coefficients de température<sup>5</sup>. Dans le cas de la transmutation en mode hétérogène, on positionne les cibles d'AM à l'extérieur du cœur, dans ce qu'on appelle une couverture. Ce mode permet de préserver les coefficients de température du réacteur, mais dégrade le taux de transmutation, il est donc moins acquis dans ce cadre que les AM produits en réacteur seront moins nombreux que ce qui aura été incinéré. Un autre inconvénient est que la mise en place de couvertures autour du cœur présente un potentiel de prolifération majeur.

Nous nous intéresserons à cette problématique dans notre étude de scénario proliférant avec un RNR-sodium.

## I.5.4 Les réacteurs simulés dans le cadre de cette thèse

Dans le cadre de cette thèse, nous nous intéresserons à trois types de réacteurs :

1. un réacteur de type CANDU 6 : ce réacteur de conception Canadienne est entré en opération depuis le début des années 1970 et se recharge en ligne, ce qui en complique la surveillance. Il s'agit d'un réacteur d'intérêt préférentiel pour l'AIEA ;
2. un réacteur à très haute température (type PBMR) : il s'agit d'un des types de réacteurs les plus avancés dans le forum GEN IV ;
3. un réacteur à neutrons rapides (RNR) et caloporteur sodium à couverture : ce type de réacteur possède l'avantage de pouvoir fermer le cycle du combustible en étant surgénérateur, rendant ainsi l'énergie nucléaire "durable", et de pouvoir, en théorie, incinérer les déchets nucléaires. Le mode d'incinération des déchets pourrait faciliter le détournement de matière fissile.

La présentation de l'étude des trois réacteurs objets de cette thèse suivra le même fil conducteur :

1. présentation des caractéristiques principales du réacteur
2. présentation du scénario de détournement de référence
3. vérification du caractère réaliste du scénario vis-à-vis de la physique du réacteur (neutronique)
4. étude du potentiel de détection du scénario proliférant avec un détecteur présentant les caractéristiques-cible de NUCIFER.

## I.5.5 Simulation de combustibles innovants

Pour les réacteurs PBMR et RNR, nous nous intéresserons à des combustibles innovants. Ces combustibles innovants peuvent répondre à la problématique du démarrage de la filière thorium, ou à une problématique de lutte contre la prolifération.

Il est particulièrement difficile d'obtenir des indicateurs affinés sur le potentiel de prolifération du plutonium en fonction de sa qualité. En effet, comme indiqué dans l'introduction, tout plutonium contenant au plus 80% de  $^{238}\text{Pu}$  est considéré comme proliférant ; toutefois, les isotopes pairs du plutonium ( $^{238}\text{Pu}$  et  $^{240}\text{Pu}$ ) constituent une réelle pollution de ce combustible. Le  $^{240}\text{Pu}$  du fait des fissions spontanées, de la capture des neutrons et de sa radiotoxicité ; le  $^{238}\text{Pu}$ , du fait de ses captures de neutrons.

Dans leur article [19], Kessler *et al.* suggèrent qu'un combustible plutonium contenant 9% de  $^{238}\text{Pu}$  serait inutilisable pour réaliser une arme, même pour des états dotés, et proposent un type de combustible innovant permettant de garantir la non prolifération.

Nous nous intéresserons à la teneur de ces isotopes dans nos scénarios.

Enfin, le Tokyo Institute of Technology aborde la problématique de prolifération par les couvertures de RNR-sodium avec l'idée d'un traitement préalable du combustible mis en couverture. Dans le cadre d'un

5. Il s'agit là de deux paramètres de sûreté fondamentaux que nous aborderons dans la section I.6



échange entre cet institut et l'École des Mines de Nantes, j'ai eu le plaisir de collaborer avec M. Tomooki SHIBA qui doit soutenir sa thèse en 2013. Nous présenterons les résultats obtenus avec les compositions de combustible qu'il nous a fournies dans notre étude de scénario de prolifération sur les RNR en section III.3.

## Bibliographie

- [1] <http://www.snetp.eu/www/snetp/images/5.%20u.%20blohm-hieber%20esnii%20conf.bx1%2025.06.pdf>
- [2] [http://www.ufip.fr/?rubrique=1&ss\\_rubrique=313&inner=324&ss\\_inner=386&id=d\\_1#](http://www.ufip.fr/?rubrique=1&ss_rubrique=313&inner=324&ss_inner=386&id=d_1#)
- [3] *Uranium 2011 : Resources, Production and Demand* Rapport établi conjointement par l'Agence de l'OCDE pour l'énergie nucléaire et l'Agence internationale de l'énergie atomique OCDE, Paris, 2012 - ISBN 978-92-64-17803-8
- [4] <http://www.gen-4.org/>
- [5] SNETP - ESNII, *A contribution to the EU Low Carbon Energy Policy : Demonstration Programme for Fast Neutron Reactors - Concept paper*, www.SNETP.eu, octobre 2010
- [6] Notes de cours du "Génie atomique de propulsion navale" (2010) ;
- [7] IAEA, *Optimization of the coupling of nuclear reactors and desalination systems Final report of a coordinated research project 1999 ?2003*, IAEA-TECDOC-1444, June 2005
- [8] IAEA, *Non-Electric Applications of Nuclear Power : Seawater Desalination, Hydrogen Production and other Industrial Applications - Proceedings of an International Conference, Oarai, Japan, 16 - 19 April 2007*, IAEA-CN-152
- [9] F. Michel Sendis, *Contribution à l'étude de la production d'U-233 en combustible MOX-ThPu en réacteur à eau sous pression. Scénarios de transition vers des concepts isogénérateurs Th/U-233 en spectre thermique. Développement du code MURE d'évolution du combustible.*, thèse soutenue à l'Université d'Orsay, dec. 2006
- [10] P. Guillemain, *Recherche de la haute conversion en cycle Thorium dans les réacteurs CANDU et REP. Développement des méthodes de simulation associées et étude de scénarios symbiotiques.*, thèse soutenue à Grenoble (2009).
- [11] J. Brizi, *Cycles uranium et thorium en réacteurs à neutrons rapides refroidis au sodium. Aspects neutroniques et déchets associés.*, thèse soutenue à l'Université d'Orsay, oct. 2010
- [12] AEN Publication, *Strategic and Policy Issues Raised by the Transition from Thermal to Fast Nuclear Systems*
- [13] Evaluation technico-economique des options de transmutation. Rapport d'étape - Note de synthèse. Technical report, CEA, Septembre 2010.
- [14] P. Reuss, *Précis de neutronique*, EDP Sciences
- [15] <http://myrrha.sckcen.be/>
- [16] S. Pérez-Martín, F. Martín-Fuertes and F. Álvarez-Velarde, *Minor Actinides Transmutation Strategies in Sodium Fast Reactors*, proc. of conference ICAPP, Nice (2011)
- [17] Rineiski, A., Kessler, G., *"Proliferation-resistant fuel options for thermal and fast reactors avoiding neptunium production"* (2010)
- [18] King, Wayne E., Bradley, Keith, Jones, Edwin D., et al. *"The application of a figure of merit for nuclear explosive utility as a metric for material attractiveness in a nuclear material theft scenario"* (2010)
- [19] G. Kessler et al., *"A new scientific solution for preventing the misuse of reactor-grade plutonium as nuclear explosive"*, N.E.D 238 (2008)



## I.6. Quelques principes des réacteurs nucléaires

*When everything was ready, Fermi had the control rods withdrawn one by one and he was sitting there looking at the counter. As the counter started to go up and up, finally when all the rods were withdrawn, we could hear the counter rrrrrRRR! and off the scale. And Fermi said, "That's enough. Put the rods back, and let's go to lunch."*

B. Feld, évoquant la divergence de la pile de Fermi, Chicago, 1942

### Sommaire

I.6.1	Le triptyque : Combustible-Modérateur-Caloporteur . . . . .	49
I.6.1.1	Le choix du combustible . . . . .	50
I.6.2	L'effet de burnup du combustible . . . . .	53
I.6.2.1	Modérateur . . . . .	55
I.6.2.2	Caloporteur . . . . .	57
I.6.3	La sûreté nucléaire . . . . .	57
I.6.3.1	Critère contrôle de la réactivité . . . . .	57
I.6.3.2	Critère évacuation de la puissance . . . . .	58
I.6.3.3	Critère confinement des produits radioactifs . . . . .	58
I.6.4	Un modèle simplifié de centrale . . . . .	59
I.6.5	Devenir du combustible usé . . . . .	59
I.6.6	Conclusion . . . . .	59
	Bibliographie . . . . .	60

P OUR bien comprendre les enjeux qui président au choix d'une "filière" de réacteurs, il convient de regarder de plus près les ingrédients de conception fondamentaux. Nous verrons que le choix est restreint, et qu'il constitue un point d'équilibre entre des considérations économiques, technologiques, sécuritaires voire politiques. Par essence, ce point d'équilibre est voué à être variable dans le temps, au gré des sauts de verrous technologiques, des demandes industrielles et de l'acceptabilité sociale.

### I.6.1 Le triptyque : Combustible-Modérateur-Caloporteur

En termes de physique des réacteurs pure, les trois composants qui nous intéressent sont :

- le combustible : chargé de fournir la puissance
- le caloporteur : chargé de transférer la puissance du combustible vers un échangeur de chaleur (ex : générateur de vapeur)
- le modérateur : chargé, pour les réacteurs à spectre lent, de thermaliser les neutrons.

### I.6.1.1 Le choix du combustible

Le principe de départ d'un réacteur nucléaire est de faire fissionner des noyaux fissiles et de récupérer l'énergie thermique ainsi dégagée pour servir de source chaude à un circuit thermodynamique.

Afin de se donner quelques ordres de grandeur, une fission délivre une énergie comprise entre 180-240 MeV, répartis selon :

énergie cinétique des fragments : 75 à 85 % soit 140 à 200 MeV ;

neutrons instantanés : 10 % soit 20 à 25 MeV ;

émissions  $\gamma$  émis par les fragments de fission : 4% soit 7 à 10 MeV ;

processus retardés (décroissance  $\beta$  des PF / émissions de neutrons retardés : 8%, soit 15 à 20 MeV.

Données accessibles, notamment dans le cours [1].

Parmi les noyaux fissiles, seul l' $^{235}\text{U}$  existe à l'état naturel. Les noyaux  $^{239}\text{Pu}$  et  $^{233}\text{U}$  sont des noyaux fissiles obtenus respectivement à partir des captures neutroniques de l' $^{238}\text{U}$  et du  $^{232}\text{Th}$ , et pourraient constituer le combustible de nouveaux réacteurs. La possibilité des réacteurs à neutrons rapides est déjà démontrée (SUPERPHENIX, pour n'en citer qu'un), la filière thorium, quant à elle, n'existe qu'à l'état d'études au sein de la conférence "génération IV", et nécessite qu'on se serve des réacteurs actuels pour obtenir une masse de démarrage suffisante en  $^{233}\text{U}$ <sup>1</sup>. Cela passe par la mise en place de cibles des noyaux fertiles *ad hoc* dans les réacteurs actuels.

D'un point de vue purement économique, on va s'intéresser de près aux paramètres suivants :

- puissance volumique la plus forte possible,
- burn-up maximal possible,
- coût de l'enrichissement du combustible,
- coût du modérateur.

filière	W ( $\text{W.g}^{-1}$ )	burn-up ( $\text{MW.j/t}$ )	% enrichissement	modérateur	rendement
REP	37	40000	3,5	très faible	0,34
CANDU	21,5	7500	naturel	très onéreux	0,3
UNGG	2,13	5000	naturel	gratuit	0,4

TABLE I.6.1 – Principales caractéristiques des différents réacteurs de production d'électricité actuels

Les caractéristiques d'intérêt pour le combustible vont être l'enrichissement, le nombre de neutrons émis par fission ainsi que la fraction de neutrons retardés associée :

En notant  $K_{eff}$  la grandeur :

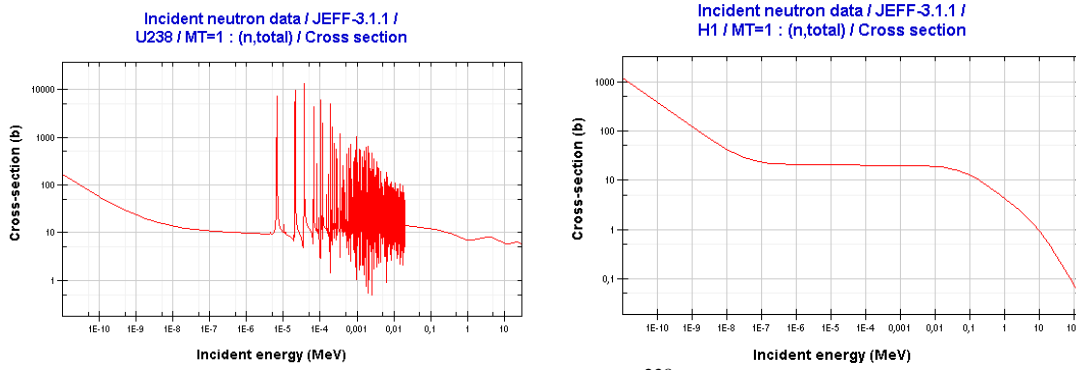
$$K_{eff} = \frac{\text{génération}_{n+1}}{\text{génération}_n} \quad (K_{eff})$$

qui décrit l'aptitude d'un réacteur à entretenir la réaction en chaîne (dans ce cas,  $K_{eff} = 1$ ), on décompose traditionnellement ce terme de la façon suivante (cf. [2] p115 et suivantes) :

$$K_{eff} = p_{nf} \cdot \varepsilon \cdot p \cdot f \cdot \eta \quad (\text{I.6.1})$$

où  $p_{nf}$  est la probabilité de non fuite. Il s'agit du facteur qui permet de passer de la simulation du réacteur infini au réacteur réel, ce terme dépend donc essentiellement de la géométrie du réacteur ;  $\varepsilon$  désigne le nombre de neutrons complémentaires liés à des fissions dans le domaine rapide, avec l' $^{238}\text{U}$  pour les combustibles actuels ;  $p$  est le facteur antitrappe. Il rend compte de la probabilité d'un

1. pour le  $^{239}\text{Pu}$  également, du reste. En fonction de l'historique de chaque pays pour cette matière. Un réacteur nucléaire des générations actuelles produits quelques dizaines de à quelques centaines de kg par an. Pour démarrer un RNR de type SUPERPHENIX, l'ordre de grandeur nécessaire est la tonne.

FIGURE I.6.1 – Sections efficaces de capture de l' $^{238}\text{U}$  et de l'hydrogène (JEFF3.1)

neutron d'échapper à la réaction de capture de l' $^{238}\text{U}$  lors de son ralentissement ;  $f$ , désigne le facteur d'utilisation thermique. Ce facteur rend compte de la probabilité qu'un neutron thermalisé fasse effectivement une fission avec le noyau fissile ;  $\eta$ , enfin, désigne le nombre de neutrons émis par fission, il varie dans le temps en fonction des disparitions/apparitions de noyaux fissiles.

Par définition du  $K_{\text{eff}}$ , un réacteur n'est stable, lorsqu'il fournit de la puissance, que si  $K_{\text{eff}} = 1$ . Cela signifie, en termes de bilan de population neutronique que la production de neutrons compense les pertes.

Les productions de neutrons : les neutrons proviennent des fissions (soit de noyaux fissiles ( $\nu$ ) soit de noyaux fissibles ( $\epsilon$ )). Lorsqu'ils sont directement issus de ces fissions, on parle de neutrons instantanés<sup>2</sup> ; ils peuvent également apparaître lors de décroissances radioactives de produits de fissions très énergétiques, on parle alors de neutrons retardés. Ces neutrons retardés représentent une fraction appelée  $\beta$  de la population neutronique totale, et nous verrons que cette grandeur est fondamentale en termes de sûreté nucléaire.

Les pertes de neutrons : Elles peuvent avoir trois raisons essentielles :

1. les neutrons sortent du réacteur sans faire de fission : ce sont des neutrons de fuite, décrits par  $p_{\text{nf}}$  ;
2. les neutrons sont capturés dans le domaine épithermique par l' $^{238}\text{U}$  au cours de leur ralentissement, ce point est décrit "à l'inverse" par le facteur anti-trappe  $p$  (I.6.1) ;
3. les neutrons une fois thermalisés sont capturés en dehors du combustible, notamment par le milieu modérateur, ce point est décrit "à l'inverse" par le facteur d'utilisation thermique  $f$  (I.6.1, le noyau en jeu est l'hydrogène).

L'utilisation du  $K_{\text{eff}}$  est malaisée car sa valeur est toujours très proche de 1 lorsque le réacteur est en fonction. On définit la **réactivité**  $\rho$  comme étant l'écart relatif à la criticité par la formule  $\frac{K_{\text{eff}} - 1}{K_{\text{eff}}}$ .

L'entretien de la réaction en chaîne *i.e.* le maintien d'un  $K_{\text{eff}} = 1$  *i.e.*  $\rho = 0$ , nécessite de pouvoir agir sur la réactivité du réacteur de manière à en compenser les variations liées à son fonctionnement propre. Ces variations peuvent être résumées par un bilan de réactivité :

$$\Delta\rho_{\text{total}} = \Delta\rho_{\text{contrôle}} + \Delta\rho_{\text{combustible}} + \Delta\rho_{\text{modérateur}} + \Delta\rho_{\text{poison}} + \Delta\rho_{\text{burnup}} \quad (\text{I.6.2})$$

Le  $\Delta\rho_{\text{contrôle}}$  rend compte de l'action que l'opérateur peut avoir sur la réactivité du cœur. Il peut s'agir d'une action sur la concentration en Bore (cinétique "lente") ou une action sur des barres de contrôle (cinétique "rapide").

Le  $\Delta\rho_{\text{combustible}}$  correspond à l'influence des variations de températures du combustible sur la réactivité. Elle est particulièrement mesurable en présence d' $^{238}\text{U}$ , pour lequel les variations de température

2. anciennement "prompts"

entraînent des variations importantes dans la largeur des résonances de capture des neutrons dans le domaine épithermique.

Le  $\Delta\rho_{\text{modérateur}}$  correspond essentiellement à l'influence des variations de température (donc de densité) du modérateur sur la réactivité. Ce point est particulièrement crucial pour des réacteurs dont le modérateur est en même temps le caloporteur (ex : REP).

Le  $\Delta\rho_{\text{poison}}$  correspond aux produits de fissions ayant une forte section efficace de capture des neutrons (principalement  $^{135}\text{Xe}$  et  $^{149}\text{Sm}$ ).

C'est un terme auquel les réacteurs à spectre thermique sont sensibles. Le pic Xenon notamment, constitue une perte de réactivité au bout de quelques jours, liée à la production de  $^{135}\text{I}$  et du  $^{135}\text{Xe}$  lors des processus de fission. La section efficace de capture du  $^{135}\text{Xe}$  est de l'ordre de quelques millions de barn pour des neutrons dans le domaine thermique, comme le montre la figure I.6.2.

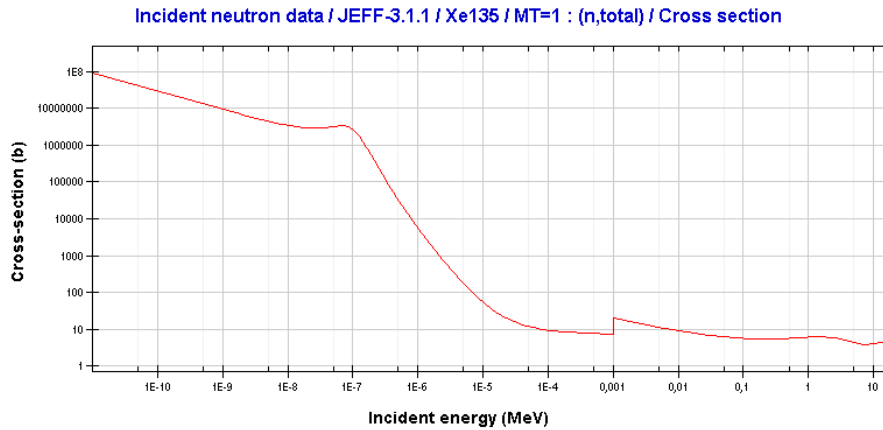


FIGURE I.6.2 – Section efficace d'interaction entre le  $^{135}\text{Xe}$  et les neutrons.

Le  $\Delta\rho_{\text{burnup}}$  rend compte de l'usure du cœur liée à la "combustion" des noyaux fissiles.

Ces variations de réactivité induisent des variations dans la population neutronique du réacteur : leur lien est décrit par l'équation de Nordheim ("inhour equation" en Anglais). Dans les faits, une variation de réactivité perturbe deux équilibres : l'équilibre des neutrons instantanés et l'équilibre des produits de fission émetteurs  $\beta - n$  (les "précurseurs"). Les neutrons issus des précurseurs sont les neutrons retardés mentionnés supra, et c'est leur présence qui rend le réacteur pilotable : plus la fraction  $\beta$  de neutrons retardés est élevée, plus le réacteur est pilotable en sécurité.

On peut expliquer ce dernier paragraphe de façon heuristique. Concrètement, l'évolution de la population neutronique d'un réacteur nucléaire est régie par une équation du type :

$$N(t) = N_0 e^{\omega t} \quad (\text{I.6.3})$$

$\omega$  désigne donc le taux de croissance de la population neutronique (c'est d'ailleurs sa dérivée logarithmique), et il est fonction de la réactivité injectée (équation de Nordheim). Une expression *qualitative* de  $\omega$  est donnée par :

$$\omega = \frac{\rho}{l} \quad (\text{I.6.4})$$

où  $\rho$  est la réactivité et  $l$  désigne la durée de vie du neutron avant capture. Si le réacteur est critique avec les seuls neutrons instantanés,  $l$  étant de l'ordre de  $10^{-5}$  à  $10^{-3}\text{s}$  [2]-p118, pour une injection de  $100 \text{ pcm}^3$  de réactivité, la population neutronique augmente d'environ quatre décades en une seconde : dans ce cas, le réacteur n'est pas pilotable. Si, en revanche, le réacteur a besoin de ses neutrons retardés pour être critique, la grandeur  $l$  devient  $l^*$ , qui désigne le temps de génération. Ce temps de génération est très grand devant  $l$  puisqu'il faut l'apport de l'ensemble des neutrons retardés

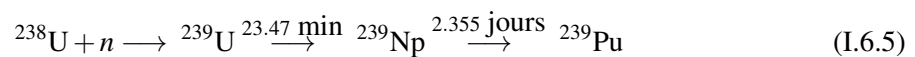
3. Le pcm est une unité introduite pour mesurer la réactivité d'un réacteur. Il s'agit du "pour-cent-mille", ce qui signifie que  $1 \text{ pcm} = 1\%/1000$

pour que la génération soit complète : les précurseurs qui émettent ces neutrons retardés sont répartis en différents groupes cinétiques (6 pour des calculs simples, mais beaucoup plus (plus de 10 000) pour réaliser des calculs fins de neutronique), fonctions des durées d'émission des neutrons retardés. Certaines peuvent dépasser quelques minutes, c'est ce qui rend  $l^*$  très grand devant  $l$ , et le réacteur pilotable (la même injection de 100 pcm en présence de neutrons retardés fait augmenter la population neutronique d'environ 1% en une seconde). L'enjeu de la conduite des réacteurs du point de vue de la réactivité est donc de toujours veiller à ce que le réacteur ait besoin des neutrons retardés pour être critique. Autrement dit, il s'agit de s'assurer que toute injection de réactivité volontaire ou subie ne puisse pas dépasser la fraction  $\beta$ .

Cette fraction des neutrons retardés peut évoluer dans le temps en fonction de la production de noyaux fissiles contribuant de plus en plus à la production d'énergie dans le réacteur (ex : REP). Cette évolution du combustible constitue le burnup que nous avons évoqué dans la présentation de l'expérience Double Chooz. Il convient de s'y attarder quelques instants dans la mesure où cet effet a une influence majeure sur le spectre  $\bar{\nu}_e$  émis par le réacteur.

## I.6.2 L'effet de burnup du combustible

Dans les réacteurs actuels à combustible uranium faiblement enrichi, on a une composition classique de l'ordre de 95-97% d' $^{238}\text{U}$  pour 3-5% d' $^{235}\text{U}$ . Sous flux neutronique, l' $^{235}\text{U}$  fissionne pour fournir l'énergie. L' $^{238}\text{U}$ , qui est très majoritaire, va produire quelques fissions rapides. Ces fissions rapides sont prises en compte par le facteur  $\epsilon$  de la formule des quatre facteurs.. L' $^{238}\text{U}$ , néanmoins, capture préférentiellement les neutrons dans le réacteur. Cela va conduire à la production d'actinides, dont le principal est le  $^{239}\text{Pu}$  selon le cheminement suivant :



Ce phénomène implique plusieurs points. Le premier est la production de nouveaux noyaux fissiles ( $^{239}\text{Pu}$  et  $^{241}\text{Pu}$ ) qui vont participer de façon croissante à la production de puissance au sein du cœur. Le second, pour les autres actinides produits, induit une forte radiotoxicité sur une durée de vie très longue (plusieurs centaines de milliers d'années), qui constitue la problématique principale des déchets nucléaires.

Ainsi donc, sous flux neutronique, l' $^{238}\text{U}$  va donner naissance à des noyaux fissiles qui, sous ce même flux neutronique toujours, vont contribuer à la production de puissance. La fig. I.6.3 montre ce phénomène pour un crayon de combustible de REP de type EDF.

Cette modification dans l'origine des fissions va induire deux effets principaux : le premier concerne directement notre effort de l'étude non-prolifération, puisqu'il s'agit d'une évolution dans le temps du nombre et de l'énergie moyenne des  $\bar{\nu}_e$  émis par le réacteur à puissance constante. Le second concerne la neutronique et la sûreté nucléaire car la fraction de neutrons retardés au sein du réacteur dépend des noyaux qui ont fissionné. Notons que nous retrouvons ici l'équation I.2.6 introduite lors de notre présentation de Double Chooz.

Le taux de production des PF dépend des noyaux qui ont fissionné, comme le montre la fig. I.6.4 avec, en rouge, la distribution des PF de l' $^{235}\text{U}$  et en bleu, celle du  $^{239}\text{Pu}$ .

Du fait de cette différence dans les productions des PF, le flux et le spectre des  $\bar{\nu}_e$  émis diffère selon le noyau qui a fissionné (fig. I.6.5 et tableau I.6.2). La figure I.6.5 montre les spectres  $\bar{\nu}_e$  que nous avons reconstruits pour l' $^{238}\text{U}$ , en bleu, l' $^{235}\text{U}$ , en rouge, le  $^{239}\text{Pu}$ , en violet et le  $^{241}\text{Pu}$ , en vert.

L'évolution dans le temps du combustible a donc une influence sur le flux et le spectre en énergie des  $\bar{\nu}_e$  émis par un réacteur en raison des captures des neutrons par l' $^{238}\text{U}$ . Cette évolution possède

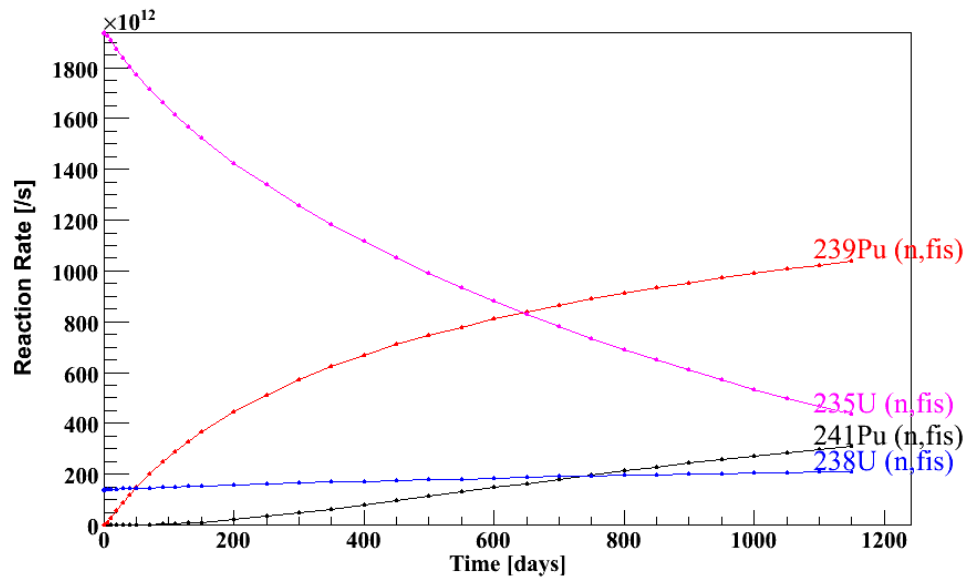


FIGURE I.6.3 – Évolution dans le temps des contributions des noyaux fissiles à la production de puissance dans un crayon de REP.

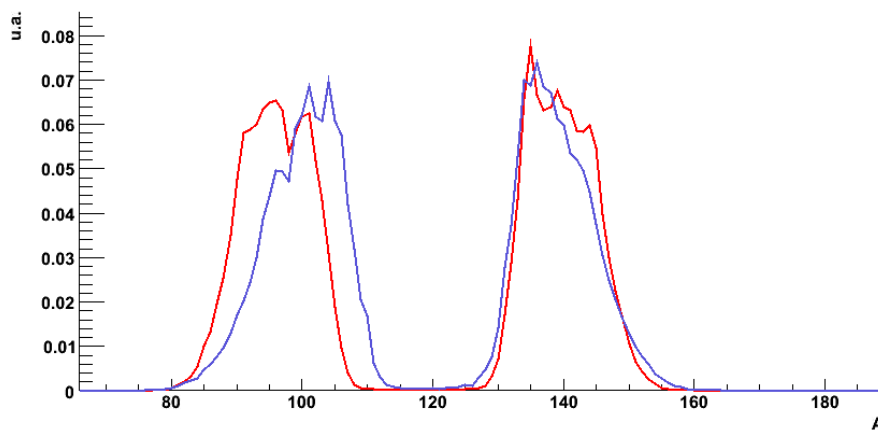


FIGURE I.6.4 – Différence de production des PF entre  $^{235}\text{U}$  et  $^{239}\text{Pu}$

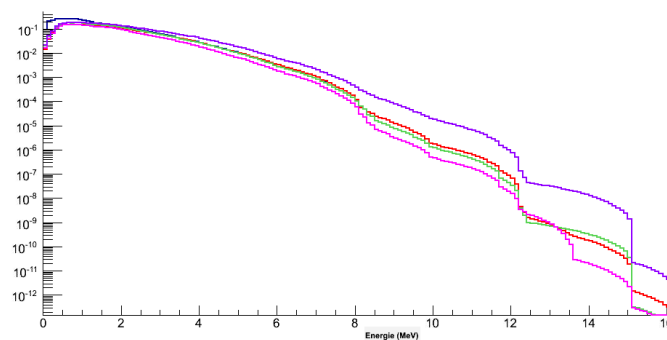


FIGURE I.6.5 – Flux des  $\bar{\nu}_e$  par fission de noyau fissile

données par fission	$^{235}\text{U}$	$^{238}\text{U}$	$^{239}\text{Pu}$	$^{241}\text{Pu}$
E (MeV)	201,7	205	210,0	212,4
nb $\bar{\nu}_e$	5,56	6,69	5,09	5,89
(>1,8 MeV)	1,92	2,28	1,45	1,83
E $\bar{\nu}_e$ (MeV)	1,46	1,56	1,32	1,44

TABLE I.6.2 – Différences entre les fissions de différents noyaux, ref. [4]



également une influence sur la fraction des neutrons retardés. Les données des neutrons issus des fissions des principaux noyaux fissiles sont fournis dans le tableau I.6.3 d'après les données fournies dans la thèse [3] ; on peut en déduire que l'augmentation de la contribution du  $^{239}\text{Pu}$  à la production de puissance fait diminuer la fraction des neutrons retardés au sein du réacteur. L'autre déduction que l'on peut faire est que pour un réacteur à neutrons rapides, *a fortiori* dans le cadre de l'incinération des actinides mineurs, la fraction  $\beta$  est très faible.

noyau	neutrons instantanés	neutrons retardés	$\beta$ (pcm)
$^{241}\text{Am}$	3.309	0.00427	129
$^{238}\text{Pu}$	2.969	0.00418	141
$^{239}\text{Pu}$	2.948	0.00645	218
$^{240}\text{Pu}$	2.879	0.009	312
$^{241}\text{Pu}$	2.950	0.0162	546
$^{235}\text{U}$	2.481	0.0167	669
$^{236}\text{U}$	2.383	0.0232	964
$^{238}\text{U}$	2.528	0.0444	1726

TABLE I.6.3 – Fractions de neutrons retardés pour les principaux noyaux fissiles

En tout état de cause, ce paragraphe montre bien le caractère important de la détermination de la fraction  $\beta$  dans le cadre des études de réacteurs innovants. Pour cela, il convient de disposer d'un code d'évolution de réacteur capable de réaliser ce calcul et de données expérimentales pour les noyaux émetteurs  $\beta - n$  : nous voyons ici que cette thématique de recherches a des synergies possibles avec notre étude.

### I.6.2.1 Modérateur

Les noyaux fissiles ont une section efficace de fission maximale dans la partie thermique du spectre des neutrons (0.025eV), tandis que les neutrons émis par les fissions ou les précurseurs ont une énergie bien supérieure (de 1 à 2 MeV). Par conséquent, pour les réacteurs utilisant un spectre thermique, il faut diminuer l'énergie des neutrons afin d'obtenir des fissions. En pratique, cette diminution d'énergie est obtenue par le ralentissement des neutrons grâce à des diffusions successives. La fonction du ralentissement est assurée par le modérateur.

Afin de ralentir le plus efficacement possible les neutrons, les noyaux du milieu modérateur doivent être légers (de masse comparable à celle du neutron) : on considère les noyaux partant de l'hydrogène au carbone.

Le tableau I.6.4 montre le pouvoir de modération des différents noyaux candidats à être modérateurs.

modérateur	nombre de chocs	Section efficace de diffusion ( $\text{cm}^{-1}$ )	pouvoir modérateur
Graphite	115	$2,4 \cdot 10^{-4}$	200
Eau légère ( $\text{H}_2\text{O}$ )	19	0,0197	15
Eau lourde ( $\text{D}_2\text{O}$ )	60	$2,9 \cdot 10^{-5}$	1700

TABLE I.6.4 – Premier comparatif des principaux modérateurs : pouvoir de modération

Le tableau I.6.4 met en évidence que l'eau légère est le meilleur modérateur possible en termes de pouvoir de modération. Mais si on regarde le tableau I.6.5, on voit que c'est un modérateur qui capture les neutrons thermiques.

En définitive, le tableau I.6.6 reprend le pouvoir de modération des noyaux présenté tab.I.6.4, leur comportement vis-à-vis des neutrons tab.I.6.5 et les met en perspective avec d'autres considérations

modérateur	densité ( $g.cm^{-3}$ )	$\bar{D}(cm)$	Section efficace de capture ( $cm^{-1}$ )	$L_T^2(cm)$	$L_T$
Eau légère ( $H_2O$ )	1	0,16	0,0197	8,1	2,85
Eau lourde ( $D_2O$ )	1,10	0,87	$2,9.10^{-5}$	$3.10^4$	170
Graphite	1,60	0,84	$2,4.10^{-4}$	$3,5.10^3$	59

TABLE I.6.5 – Principales caractéristiques de modérateurs utilisés dans l'industrie nucléaire, à  $T_0 = 293^\circ K$  (réf. [?])

encore : leur coût, leur comportement éventuellement agressif pour la première barrière de confinement des produits radioactifs, son activation potentielle sous flux ...

	$CO_2$	$H_2O$	$D_2O$
Ralentissement	-	++	+
Économie neutrons	+	-	++
Disponibilité	++	++	-
Coût	+	++	-
Corrosion gaine	-/+	+	+
Activation	++	-	-

TABLE I.6.6 – Résumé du compromis à trouver en termes +/-

La réponse à chacune de ces questions correspond à une problématique sérieuse, et le tableau I.6.6 montre que chaque modérateur est mieux positionné dans au moins un des domaines : en conséquence, chaque choix de modérateur constitue un compromis, et, en définitive, les trois principaux modérateurs sont effectivement mis en œuvre.

Par exemple, pour fonctionner avec un combustible d'uranium naturel (qui ne contient que 0,7% d' $^{235}U$ ), l'eau légère ne peut pas être le modérateur, en raison de sa grande section efficace d'absorption dans le domaine thermique (fig. I.6.1, tab. I.6.5).

En revanche, on peut faire le choix du graphite ou de l'eau lourde. Si on fait le choix de l'eau lourde (réacteur CANDU), le libre parcours moyen d'un neutron ainsi que le nombre nécessaire de collisions pour le thermaliser sont bien plus grands que pour l'eau légère (I.6.4), ce qui impose des réacteurs de dimensions bien plus grandes que pour des réacteurs à eau légère de puissance équivalente. On voit donc que le gain sur le coût d'enrichissement est altéré par celui de la production d'eau lourde et de la confection de réacteurs de dimensions plus grandes ... Au bilan, la coexistence des différents types de réacteurs dans le monde montre que les différences de coût *in fine* ne sont pas les plus significatives. Dans ce cas précis, ce qui gouvernera le choix est davantage la volonté ou non de se doter d'une capacité d'enrichissement du combustible.

Un dernier mot enfin sur le modérateur : il est soumis aux variations de température dans le combustible. Selon sa nature et son éventuel double-rôle (caloporteur), l'influence de ces variations de température sur le modérateur entraînera à son tour une influence sur la réactivité du réacteur (équation I.6.2). On impose que cette influence soit stabilisante lorsque le réacteur est dans sa plage de fonctionnement nominale : pour cela le coefficient modérateur doit être négatif. On impose de la même façon qu'une fuite du caloporteur ne puisse pas induire une variation positive de la réactivité. Dans le cas où cette condition n'est pas vérifiée, il convient de démontrer que la réactivité injectée ne peut pas dépasser la fraction  $\beta$ .

Là encore, pour réaliser des études de réacteurs du futur, il conviendra de disposer d'un code capable d'établir le couplage entre les aspects de la thermohydraulique et de la neutronique.

Une fois qu'on a réussi à fissionner les noyaux du combustible, et à entretenir la réaction notamment

grâce au modérateur, il reste à transporter la chaleur issue de la fission au circuit secondaire. C'est le rôle du caloporteur.

### I.6.2.2 Caloporteur

Le rôle du caloporteur, qui présente l'intérêt même du réacteur nucléaire du point de vue de la production constitue également un des fondamentaux de sûreté nucléaire, en termes de confinement des produits radioactifs : il s'agit d'évacuer en permanence la puissance dégagée par le combustible : en marche en puissance, cela suppose un débit caloporteur suffisant ; à l'état d'arrêt, il s'agit de l'évacuation de la puissance résiduelle.

Les critères de choix des caloporteurs sont multiples (coût, transparence neutronique (ou non), transparence (visuelle pour les opérations de maintenance),...) et sont comparés dans le tableau I.6.6

	$CO_2$	He	$H_2O$	$D_2O$	Org.	Metaux liq.
Capacité calorifique	+	+	+	+	+	++
Transfert chaleur	-	-	+	+	+	++
Économie neutrons	+	+	-	++	-	-
Activation/neutrons	+	+	-	-	+	-
Pression			-	-	+	-
Corrosion gaine	-/+	+	+	+	+	-
Coût	+	-	++	-	+	

TABLE I.6.7 – Comparatif des différents caloporteurs possibles

## I.6.3 La sûreté nucléaire

Afin de construire des réacteurs intrinsèquement sûrs, il convient de regarder de près les interactions entre combustible, modérateur et caloporteur. On en déduit un certain nombre de paramètres de conception à respecter.

Les trois principes fondamentaux de sûreté sont :

- contrôle en tout temps de la réactivité du réacteur,
- capacité permanente d'évacuer la puissance en marche en puissance comme à l'arrêt,
- confinement des produits radioactifs.

### I.6.3.1 Critère contrôle de la réactivité

Lorsque le réacteur est à l'arrêt, on souhaite qu'il soit "largement" sous-critique, tandis que lorsqu'il est en fonction, il faut être en mesure de maintenir la criticité, et de contrer tout emballement de la réaction : le contrôle de la réactivité est un *critère de sûreté*.

Pour cela, il existe plusieurs méthodes combinées. L'utilisation d'un poison, le Bore, dont on règle la concentration dans le modérateur ; l'utilisation de barres de contrôle, qu'on insère plus ou moins dans le cœur.

En effet, de nombreux facteurs influencent ce paramètre, et les barres de contrôle, comme le Bore, ne sont que des moyens par lesquels l'opérateur de la centrale compense les évolutions de réactivité dues aux variations d'équilibre du réacteur. Nous en reparlerons brièvement dans le paragraphe sur la modélisation de la centrale.

Pour l'instant nous retiendrons que :

- les variations de température du combustible vont influencer sur les résonances de capture de  $^{238}\text{U}$  (ou  $^{232}\text{Th}$ ) dans le domaine épithermique, et cela aura une importance dans le cadre de réacteurs à spectre thermique ;
- les variations de température et/ou de pression du modérateur, selon qu'il est en phase solide, liquide ou gazeuse vont influencer sur le rapport de modération et donc sur les facteurs  $p$  et  $f$  de la formule du  $K_{\text{eff}}$  (importance forte dans le cas du spectre thermique) ;
- le temps d'irradiation du combustible (burnup) influence la réactivité interne du réacteur (et donc le choix de la taille du réacteur ainsi que de l'enrichissement du combustible)

La maîtrise de ce critère de sûreté fondamental est garantie par un dimensionnement adéquat des moyens de contrôle de la réactivité (dispositif d'injection de Bore, barres de contrôle pouvant s'insérer à une vitesse suffisante dans le cœur...) Une identification des différents paramètres pouvant avoir une influence sur la population neutronique et un dimensionnement *ad hoc* du réacteur pour y répondre convenablement. (cas de l'influence mutuelle entre les propriétés thermodynamiques et neutroniques du modérateur dans le cas des spectres thermiques.).

### I.6.3.2 Critère évacuation de la puissance

Ce critère est remis au premier plan depuis l'accident de *Fukushima*, qui constitue un accident de référence en termes de *perte totale de la source froide*.

Les décroissances  $\beta$  des produits de fission qui émettent les  $\bar{\nu}_e$  dégagent de la chaleur bien après la fission qui leur a donné naissance. De ce fait, il faut des moyens d'évacuer cette *puissance résiduelle* lorsque le réacteur est à l'arrêt. Jusqu'à présent, les réacteurs fonctionnaient avec des moyens d'évacuation de la puissance actifs, *i.e.* qui requièrent une source électrique pour fonctionner. L'accident de Fukushima est de nature à remettre en cause ce paradigme de fonctionnement : il apparaît souhaitable de préparer la transition vers des réacteurs "intrinsèquement sûrs" (qui évacuent sans assistance leur puissance résiduelle - pour cela, les réacteurs à faible puissance spécifique sont très bien positionnés), en passant à moyen terme par des réacteurs avec des systèmes de réfrigération passifs. De tels systèmes fonctionnent sans source "force" (apport électrique, hydraulique ...) extérieure (exemple : capacités d'eau se déversant par gravité).

### I.6.3.3 Critère confinement des produits radioactifs

Il s'agit du critère "ultime". L'objectif de toute centrale nucléaire est de garantir le confinement des produits radioactifs dans une enceinte étanche, même (et surtout) en cas de situation accidentelle. La garantie de ce confinement passe par la mise en place d'un minimum de trois barrières de confinement. Classiquement, ces barrières sont la gaine du combustible, le circuit primaire et l'enceinte de la tranche réacteur. L'idée est de conduire le réacteur dans des plages de fonctionnement de nature à protéger ces barrières.

En première approche et de façon très simplifiée, la protection de la troisième barrière est garantie par le fait que la réserve enthalpique cumulée du circuit primaire et du circuit secondaire est limitée.

La protection de la deuxième barrière est garantie par un bon contrôle des contraintes thermo-mécaniques sur l'ensemble du circuit (températures, pressions, vitesses de variation de ces grandeurs, contrôle physico-chimique des fluides afin de prévenir la corrosion ...).

La protection de la première barrière, enfin, est garantie par une bonne adéquation entre le débit du fluide primaire et la puissance délivrée par le cœur.

Par conséquent, les événements redoutés vis-à-vis du confinement sont une perte de débit du caloporteur, et pire, une vidange complète du caloporteur.

### I.6.4 Un modèle simplifié de centrale

L'objectif de ce paragraphe est de mettre en évidence les paramètres intervenant dans l'équilibre de la centrale. En effet, cet équilibre s'écrit de deux façons :

un équilibre thermodynamique : la puissance délivrée par les fissions égale la puissance consommée (par exemple : un turbo-alternateur...) -  $W_n = W_e$

un équilibre neutronique : le réacteur est critique -  $\rho = 0$  Une modélisation simple de centrale fait intervenir plusieurs équations, laissant la place à trois degrés de liberté pour piloter une centrale. Nous verrons brièvement ces équations afin de bien comprendre le lien entre la puissance neutronique délivrée par le cœur et l'enthalpie disponible de la vapeur au sein de la turbine du turbo-alternateur. C'est précisément cette enthalpie disponible qui "optimise" le rendement de la centrale, et le programme de centrale usuellement choisi par les opérateurs de production d'électricité et celui qui rend constante cette enthalpie disponible, c'est à dire la pression du circuit secondaire.

L'équilibre du réacteur est acquis lorsque la puissance fournie par le cœur est égale à la puissance extraite par les turbo-alternateurs. En pratique, c'est donc la puissance extraite qui impose l'équilibre, de la façon suivante :

$$W_{\text{secondaire}} = \dot{M} C_p \Delta T_{\text{Générateur de Vapeur}} \quad (\text{I.6.6})$$

$$W_{\text{primaire} \rightarrow \text{secondaire}} = \lambda_e (T_e - \theta) \quad (\text{I.6.7})$$

$$T_e = (1 - k) T_{sc} + k T_{ec} \quad (\text{I.6.8})$$

$$W_{\text{primaire}} = \dot{M} C_p \Delta T_{\text{cœur}} \quad (\text{I.6.9})$$

$$W_{\text{combustible} \rightarrow \text{primaire}} = \lambda_u (T_u - T_m) \quad (\text{I.6.10})$$

$$W_{\text{combustible}} = \Phi_{\text{neutronique}} \sum_{\text{noyaux fissiles } f} \sigma_{\text{fission}, f} N_f \cdot E_f \quad (\text{I.6.11})$$

où  $\lambda_e$  désigne le coefficient d'échange thermique entre la température du fluide primaire et le fluide secondaire,  $T_e$  désigne la température "moyenne"<sup>4</sup> du fluide primaire au sein du générateur de vapeur,  $\theta$  désigne la température de saturation du fluide secondaire,  $k$  une constante dépendant de la conception du générateur de vapeur et la  $f$  désigne le compteur de noyaux fissiles.

### I.6.5 Devenir du combustible utilisé

Une fois le combustible en fin de vie dans le réacteur, il convient de le "refroidir" dans un premier temps, avant, soit de le stocker comme déchet, soit de le revaloriser en le retraitant. Commençons donc par la partie commune à tous : la mise en piscine.

Le combustible utilisé est mis en piscine sur place pour "refroidir" avant d'être transporté vers l'usine de retraitement, si l'opérateur fait le choix de retraiter son combustible utilisé. La nécessité de refroidir le combustible provient de la puissance résiduelle dégagée par le combustible (donc, provenant de la décroissance  $\beta$  des produits de fission et des AM.). Cette piscine est préférablement à proximité immédiate du réacteur (C'est notamment le cas pour les centrales EDF. On a pu le constater également pour les centrales de Fukushima.)

### I.6.6 Conclusion

Cette section a été l'occasion de présenter les ingrédients essentiels dont nous aurons besoin dans le cadre de notre étude : notamment, l'effet de burnup qui est à l'origine de l'évolution du flux d' $\bar{v}_e$  dans le temps et qui constitue la clé de voûte du principe de l'utilisation de la détection des  $\bar{v}_e$  à des fins de non prolifération. Nous avons également vu les différents effets influant sur la réactivité du réacteur afin de nous assurer que nos scénarios de détournement seront compatibles avec la neutronique. La

4. Ce serait effectivement le cas si la constante  $k$  valait  $\frac{1}{2}$

compatibilité avec la neutronique implique également une fraction de neutrons retardés suffisante, ce que nous vérifierons lorsque nous testerons des combustibles innovants. La vérification des paramètres de sûreté est justement une fonctionnalité implémentée dans le code de calcul MURE (nous ne citerons ici, dans un premier temps, que le travail de thèse dédié à ces paramètres de sûreté [5]) que nous utilisons pour nos simulations, et que nous allons présenter dans le chapitre suivant.

## Bibliographie

- [1] J.-F. Berger, *La fission : de la phénoménologie à la théorie*, Ecole Joliot Curie (2006)
- [2] P. Reuss, *Précis de neutronique*, EDP Sciences (2003)
- [3] J. Vollaire, *L'Expérience MUSE 4 : Mesure des paramètres cinétique d'un système sous-critique*, Thèse de doctorat de l'Université de Grenoble (2004)
- [4] Kopeikin V. I., Mikaelyan L. A., and Sinev V. V., 1997. Spectrum of electronic reactor anti-neutrinos. Phys. Atom. Nucl. 60 (1997) 172.
- [5] N. Capellan, *Couplage 3D neutronique thermohydraulique. Développement d'outils pour les études de sûreté des réacteurs innovants.*, thèse soutenue à Orsay (2009)

## I.7. Conclusion partielle du chapitre I

*Puisque ces mystères me dépassent, feignons d'en être l'organisateur.*

J. Cocteau

**A**U COURS DE CE PREMIER CHAPITRE, nous nous sommes attachés à présenter chacun des ingrédients de notre étude. Il est temps pour nous de les réunir.

Nous avons vu dans notre section I.4 que notre objectif est de calculer quelle doit être la performance d'un détecteur d' $\bar{\nu}_e$  de taille relativement petite (de l'ordre du  $m^3$ ) auprès d'un réacteur nucléaire pour être suffisamment sensible à la composition du combustible en réacteur et détecter le détournement d'une quantité significative de matière fissile en temps utile.

L'équation qui résume notre calcul et synthétise l'ensemble de ce que nous avons établi dans les sections précédentes est l'équation I.7.1 qui couple l'équation I.4.1 établie lors de notre présentation de Double Chooz (I.2) aux spectres  $\bar{\nu}_e$  que nous avons présentés lors de notre présentation de la décroissance  $\beta^-$  I.3 :

$$N_{\bar{\nu}}(\bar{\nu}, t) = \sum_n Y_n(Z, A, t) \cdot S_{\bar{\nu}, n}(Z, A, E_{\bar{\nu}}) \quad (\text{I.7.1})$$

où  $N_{\bar{\nu}}(\bar{\nu}, t)$  est le nombre d' $\bar{\nu}_e$  détectés par le détecteur à un instant  $t$ ,  $n$  le sommateur des noyaux fissiles,  $Y_n(Z, A, t)$  le taux de production du noyau  $(Z, A)$  par fission du noyau  $n$  (il faut donc imaginer qu'on doit sommer également chaque  $Z, A$ ), et  $S_{\bar{\nu}, n}(Z, A, E_{\bar{\nu}})$  est la contribution du noyau  $Z, A$  au spectre  $\bar{\nu}_e$  dû au noyau fissile  $n$ .

Le terme  $Y_n(Z, A, t)$  dépend complètement des taux de fissions de chaque noyau fissile dans le réacteur qui évoluent dans le temps à cause de l'effet de burnup (cf. I.6), et il conviendra, pour chaque noyau  $(Z, A)$  de modéliser sa décroissance  $\beta^-$  (cf. I.3) en écrivant la conservation de l'énergie pour obtenir le spectre  $\bar{\nu}_e$  associé.

Cette démarche est résumée par la figure I.7.1.

La branche de gauche nécessite qu'on ait accès à l'évolution du combustible dans le réacteur : pour cela nous aurons besoin du code MURE que nous présentons dans la section III.1.2. Elle sous-entend également que le scénario de prolifération doit être pertinent vis-à-vis de la neutronique. Nous calculerons essentiellement deux paramètres : la réactivité (en fait, le  $K_{eff}$ ) et la fraction de neutrons retardés pour les combustibles innovants. La branche de droite nécessite qu'on modélise les spectres  $\bar{\nu}_e$  des noyaux, que nous construirons par sommation des spectres individuels des produits de fissions : nous présenterons notre méthode dans la section II.3.

Notons que cette formule décrit l'ensemble des  $\bar{\nu}_e$  émis par le réacteur étudié. Par la suite, nous procéderons à la convolution avec la section efficace de détection, en faisant l'hypothèse que le réacteur comme le détecteur sont assimilables à des points compte tenu de la distance qui les sépare *a priori*. Dans le cas où cette approximation ne serait plus valable, il conviendrait, en plus de convoluer le spectre émis par le réacteur par la section efficace de détection, de l'affecter d'un coefficient  $Geo_{R,D}(d)$  rendant compte de l'efficacité géométrique pour la détection. Avec  $R$ , le réacteur,  $D$ , le détecteur et  $d$ , la distance entre  $R$  et  $D$ .

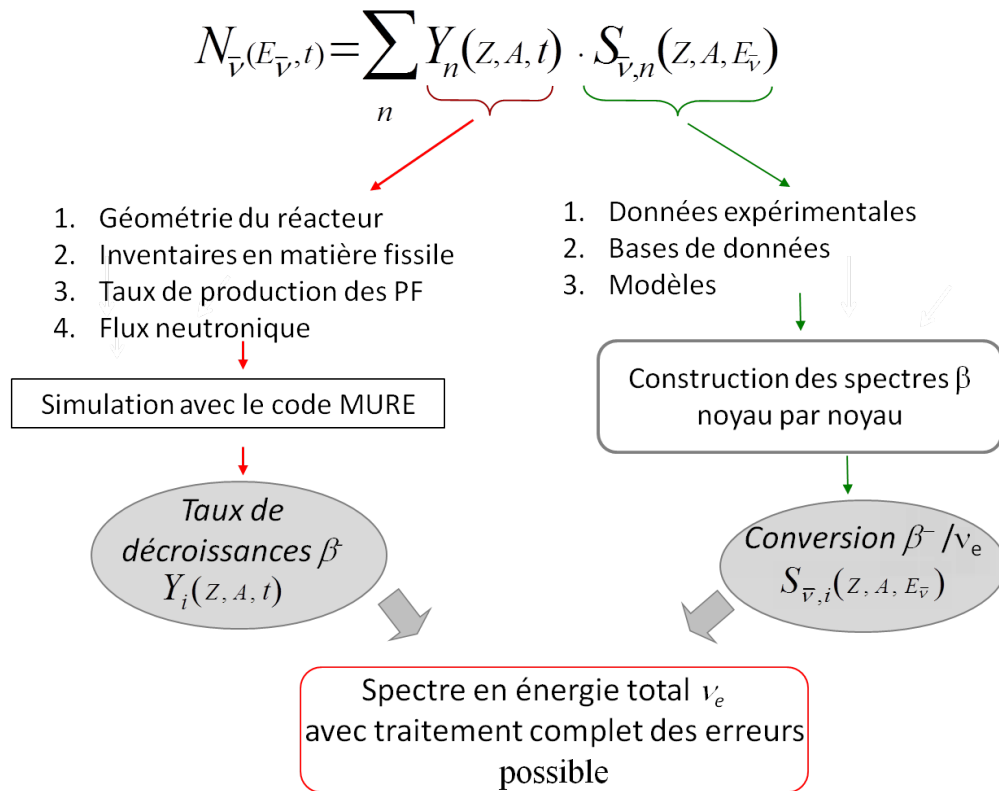


FIGURE I.7.1 – Principe de notre étude

Une fois que nous aurons pu traiter ces deux branches, nous pourrons procéder à des études de scénarios qui font l'objet du chapitre III.

Nous pouvons d'ores et déjà noter une synergie importante entre la recherche en matière de sûreté nucléaire (fraction de neutrons retardés) et la recherche à mener pour améliorer la précision des spectres que nous reconstruisons : en effet, les principaux contributeurs au spectre  $\bar{\nu}_e$  sont des noyaux riches en neutrons à durée de vie courte (de l'ordre de quelques ms) qui, pour la plupart d'entre eux, sont probablement aussi des noyaux dont le  $Q_\beta$  est suffisant pour permettre l'émission d'un neutron retardé.



## CHAPITRE II

# Présentation des outils de simulation



**Présentation de MURE et MCNP**

**Erreurs sur les observables d'intérêt liées à la simulation**

**Présentation du code de reconstruction des spectres  $\bar{\nu}_e$**

**Tests statistiques pour discriminer les spectres  $\bar{\nu}_e$**



## II.1. Les codes et les bases de données

*Le principe de l'évolution est beaucoup plus rapide en informatique que chez le bipède.*

J. Dion

### Sommaire

II.1.1	MCNP(X) . . . . .	65
II.1.2	MURE . . . . .	68
II.1.2.1	Interfaçage avec MCNP(X) . . . . .	68
II.1.2.2	Interfaçage avec un code de suivi de l'évolution du combustible . . . . .	68
II.1.2.3	La capacité de simuler des rechargements du cœur . . . . .	69
II.1.2.4	Le calcul de la fraction de neutrons retardés . . . . .	69
II.1.3	Une interface graphique pour faciliter l'exploitation des résultats . . . . .	70
II.1.4	Les bases de données . . . . .	70
	Bibliographie . . . . .	71

AU COURS DE LA PREMIÈRE PARTIE, nous avons eu l'occasion de remarquer qu'il existait différents types de réacteurs dont le fonctionnement est complexe, en ce sens qu'il fait intervenir de nombreux paramètres. L'étude de réacteurs innovants passe par la capacité à modéliser de tels réacteurs afin d'en déterminer les paramètres fondamentaux (fraction de neutrons retardés, taux de régénération, radiotoxicité du combustible usé . . .) pour déterminer quels scénarios sont pertinents et/ou requièrent des données expérimentales complémentaires afin de conclure.

Le code que nous utilisons est le code MURE que nous avons brièvement évoqué au cours de notre présentation succincte de Double Chooz. MURE[1] est un code C++, Open Source (disponible sur le site de l'Agence de l'Énergie Nucléaire [2]) permettant d'interfacer le code MCNP(X) à un code d'évolution. Nous allons le présenter davantage dans les lignes qui suivent.

### II.1.1 MCNP(X)

MCNP(X) est un code de simulation probabiliste et statique développé par le laboratoire Los Alamos National Lab (LANL), USA [3]. Comme son nom l'indique il utilise la méthode de Monte-Carlo qui permet de transporter les particules sans avoir à résoudre explicitement les équations de mouvement. Puisque c'est une méthode probabiliste, des tests statistiques sont effectués pour déterminer quelle confiance accorder aux résultats obtenus. Avec ce code on a accès à de nombreuses informations que l'on peut stocker dans des accumulateurs (de résultats) appelés "Tallies".

Il convient de commencer par implémenter une géométrie. Cette géométrie doit définir des volumes, remplis de matériaux. Ces matériaux sont composés de différents noyaux. Un volume auquel on a affecté un matériau est appelé cellule.

Le parcours de chaque particule « source » (p-source), qui peut être un neutron, un proton (pour MCNPX), un photon . . . est simulé individuellement et de manière indépendante jusqu'à sa « mort » (ab-

sorption, capture, fuite hors du système ...). On considère que c'est un événement aléatoire répété  $N$  fois. MCNP procède alors à différentes étapes pour transporter ces  $p$ -source :

1. y-a-t-il interaction de la  $p$ -source avec le milieu qu'elle traverse ?
2. dans l'affirmative, avec quel noyau interagit-elle ?
3. quel(s) est(sont) le(s) type(s) de réaction, quelles sont les particules secondaires émises ?

Considérons une seule  $p$ -source, nous choisirons un neutron, dans le milieu.

### Interaction

Ce neutron peut soit s'échapper (traverser le milieu) soit interagir avec le milieu.

Pour calculer la probabilité d'une interaction avec le milieu, MCNP charge d'abord les données de section efficace de réaction de tous les noyaux du milieu (cela se fait à partir des fichiers de données dont le chemin est fourni par le fichier "xsdir"). Ce calcul de la section efficace macroscopique, pour une énergie du neutron incident donnée, s'écrit [3] :

$$\Sigma_{tot}(E) = \sum_{i,r} \rho_i \sigma_i^r(E) \quad (\text{II.1.1})$$

où  $i$  désigne le noyau  $i$ ,  $\rho_i$ , la densité de noyaux  $i$  dans le milieu et  $r$  est le sommateur des réactions possibles du noyau  $i$  avec le neutron. Le libre parcours moyen du neutron dans le milieu s'écrit alors :

$$\lambda(E) = \frac{1}{\Sigma_{tot}(E)} \quad (\text{II.1.2})$$

À partir du libre parcours moyen, MCNP tire aléatoirement une distance  $l(E)$  en prenant  $l(E) = -\lambda(E) \ln(1 - p)$  avec  $p$  tiré selon une loi uniforme dans l'intervalle  $[0, 1[$ .

Si  $l(E)$  place le neutron en dehors de la cellule, la procédure est réinitialisée au sein du nouveau milieu. Dans le cas contraire, le neutron interagit avec l'un des noyaux  $k$  composant le matériau de la cellule.

### Choix du noyau avec lequel interagir

Là encore, MCNP va réaliser un tirage aléatoire dans la composition du matériau pour déterminer avec quel noyau le neutron va interagir : MCNP tire donc uniformément  $p$  dans l'intervalle  $[0, 1[$  et choisit l'interaction avec le noyau  $k$  si :

$$\sum_{i=1}^{k-1} \Sigma_i^{tot}(E) \leq p \cdot \sum_{i=1}^N \Sigma_i^{tot}(E) < \sum_{i=1}^k \Sigma_i^{tot}(E) \quad (\text{II.1.3})$$

où  $N$  est le nombre de noyaux dans le matériau.

### Choix de la réaction

Puis la même procédure s'applique pour le type de réaction :

MCNP tire uniformément  $p$  dans l'intervalle  $[0, 1[$  et choisit la réaction  $r$  avec le noyau si :

$$\sum_{i=1}^{r-1} \sigma_i(E) \leq p \cdot \sum_{i=1}^R \sigma_i(E) < \sum_{i=1}^r \sigma_i(E) \quad (\text{II.1.4})$$

avec  $R$ , le nombre de réactions possibles entre le noyau  $k$  et le neutron à l'énergie  $E$ .

Parmi les réactions possibles se trouvent les captures. Il est utile de préciser qu'il existe deux façons pour MCNP de traiter les captures.

Le mode de capture « analogue » : la particule est alors tuée avec cette probabilité. Ce mode permet de gagner du temps CPU lorsque les particules ne sont pas considérées comme nécessaires après leur capture. Le mode de capture « implicite » : la particule n'est jamais tuée par capture, à la place son poids statistique

est réduit de la probabilité de capture à chaque collision. De cette façon, on conserve éventuellement des particules importantes pour la simulation.

Enfin, lorsque le milieu est un milieu modérateur, MCNP peut prendre en compte, via des bases de données spéciales, l'effet des liaisons chimiques des matériaux sur les sections efficaces d'interaction, c'est le traitement «  $S(\alpha, \beta)$  ». Cet effet sera pris en compte dans toutes nos simulations à spectre thermique.

Lorsqu'on effectue un calcul de criticité, les neutrons sont suivis de génération en génération, la source de chaque génération étant formée par les sites de fission de la génération précédente. Dans un calcul de criticité (KCODE dans MCNP), un cycle correspond au suivi de  $N$  neutrons appartenant à la même génération. Le passage au calcul du cycle suivant n'est entrepris par MCNP qu'une fois que tous les neutrons de la génération en cours ont disparu. Un grand nombre de neutrons est propagé à chaque cycle, et plusieurs cycles inactifs sont nécessaires pour obtenir une convergence de la source de fission, ainsi que plusieurs cycles actifs pour avoir une précision acceptable. Les cycles inactifs sont des cycles au cours desquels les neutrons sont propagés dans la géométrie, mais aucun des résultats obtenus pour effectuer le transport n'est utilisé pour le calcul des tallies. Dès que la source de fission a suffisamment convergé, on peut, selon la source, le nombre de cycles mis etc ..., utiliser les neutrons pour calculer les tallies (flux,...) et obtenir le  $K_{eff}$ .

### le flux de neutrons

Il est calculé par MCNP comme étant la grandeur suivante :

$$\phi = \frac{1}{N} \frac{\sum_k l(E_k)}{V} \quad (\text{II.1.5})$$

où  $N$  est le nombre de neutrons suivis, le  $l$ , le tirage de la distance par MCNP défini supra,  $V$ , le volume de la cellule et  $k$  le numéro du neutron suivi.  $\phi$  est obtenu en neutrons/cm<sup>3</sup>.

### le taux de réaction moyen

Il est obtenu grâce à l'équation :

$$\langle \sigma \phi \rangle_i^r = \frac{1}{N} \frac{\sum_k \sigma_i^r(E_k) l(E_k)}{V} \quad (\text{II.1.6})$$

avec  $i$  le sommateur des noyaux,  $r$ , celui des réactions et  $k$  celui des neutrons suivis.

### Bilan partiel

Grâce à MCNP(X), nous pouvons donc accéder à toutes les observables dont nous aurons besoin (taux de fissions, taux de production des PF,  $K_{eff}$ ...). Néanmoins, MCNP(X) est un code statique : il nous fournit ces informations à un instant donné, pour une composition donnée. Or, il nous faut l'évolution dans le temps de ces observables au sein du réacteur : il nous faut donc un code d'évolution. MURE remplit cette fonction : MURE tire profit des fonctionnalités de MCNP(X) et permet de mettre en œuvre un code d'évolution, selon le schéma de principe présenté en fig. II.1.1. C'est ce que nous allons détailler dans les lignes qui suivent.

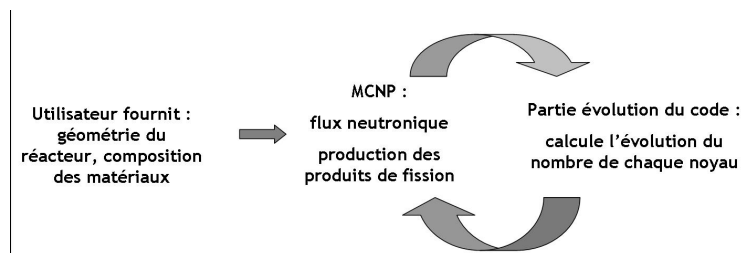


FIGURE II.1.1 – Principe de fonctionnement de MURE

## II.1.2 MURE

### II.1.2.1 Interfaçage avec MCNP(X)

MURE simplifie grandement la préparation des fichiers d'entrée de MCNP(X), en automatisant, entre autres, l'implémentation des géométries pour MCNP, celles des matériaux, ainsi que la préparation de la source de neutrons et des Tallies [4].

### II.1.2.2 Interfaçage avec un code de suivi de l'évolution du combustible

Ainsi donc, MURE génère le fichier d'entrée de MCNP à partir des éléments de géométrie et de composition des matériaux préparés par l'utilisateur, lance un calcul avec MCNP qui permet d'estimer le flux de neutrons pour atteindre une puissance délivrée donnée, ainsi que la production des produits de fission. Toutes ces données figurent dans le fichier de sortie de MCNP. Après le run MCNP, MURE relit le fichier de sortie et l'utilise comme donnée d'entrée pour faire le calcul d'évolution.

Le calcul d'évolution nécessite, en premier lieu, la résolution des équations de Bateman II.1.7 qui régissent l'évolution du combustible. Ces équations indiquent que chaque noyau peut-être produit par l'effet d'une réaction (notamment avec les neutrons) ou d'une décroissance radioactive, et peut disparaître sous l'effet du flux neutronique ou par décroissance.

$$\frac{dN_i}{dt} = \sum_j \lambda_j^{j \rightarrow i} N_j - \lambda_i N_i + \sum_r \sigma_r^{r \rightarrow i} N_r < \phi > - \sum_s \sigma_i^{i \rightarrow s} N_i < \phi > \quad (\text{II.1.7})$$

À la relecture du fichier par MURE, les équations de Bateman sont actualisées, puis résolues II.1.7. La méthode de résolution employée est la méthode de Runge-Kutta à quatre pas. Nous pouvons noter ici qu'il existe différents niveaux de discrétisation du temps : une discrétisation en pas "MCNP" définie par l'utilisateur pour les runs MCNP. Une discrétisation en pas "RK" pour la résolution des équations de Bateman, chaque pas de temps RK étant lui-même encore subdivisé.

Si on le souhaite (c'est ce que nous ferons pour nos scénarios), la puissance  $P$  peut être maintenue constante, ce qui implique une renormalisation du flux de neutrons [4]. En effet, à chaque pas MCNP, MCNP calcule le flux requis pour fournir la puissance imposée à partir de la composition du combustible à l'instant du run MCNP :

$$\Phi_{\text{MCNP}} = \frac{P}{\sum_{\substack{\text{noyaux fissiles } i \\ \text{cellules } j}} \sigma_{i,\text{fiss}}^j N_i^j(t_{\text{MCNP}}) Q_i} \quad (\text{II.1.8})$$

où  $Q_i$  désigne la chaleur dégagée par la fission du noyau  $i$ . Or, pendant l'évolution qui suit le pas MCNP, les  $N_i^j(t)$  sont modifiés, ce qui induit, à flux constant, un changement dans la puissance délivrée.

Or ce qui est imposé, c'est la puissance délivrée par le réacteur et non le flux neutronique. Pour pallier cette difficulté, à chaque pas Runge Kutta, le code calcule le facteur  $\alpha_{\text{MCNP}}$  par lequel il faut multiplier le flux obtenu en  $t_{\text{MCNP}}$  pour maintenir une puissance constante :

$$\alpha_{\text{MCNP}} \Phi_{\text{MCNP}} = \frac{P}{\sum_{\substack{\text{noyaux fissiles } i \\ \text{cellules } j}} \sigma_{i,\text{fiss}}^j N_i^j(t_{\text{MCNP}} + \text{pas Runge Kutta}) Q_i}$$

### Gain sur le temps de calcul

Afin de gagner en temps de calcul (un facteur 30) [4], MURE possède une option `UseMultiGroupTallies()` : Cette option permet de calculer *a posteriori* par MURE les taux de réactions calculés par MCNP non plus point par point, mais par groupe en énergie. Le découpage multi-groupes par défaut comporte 17900 groupes

Plage d'énergie	$10^{-4}\text{eV} - 1\text{eV}$	$1\text{eV} - 10\text{eV}$	$10\text{eV} - 10\text{keV}$	$10\text{keV} - 0.1\text{MeV}$	$0.1\text{MeV} - 20\text{MeV}$
Nb bins par décade	100	500	5000	1000	500

TABLE II.1.1 – Découpage de bins par décade dans l'option SetMultiGroupTallies().

(choisis en fonction des résonances de l' $^{238}\text{U}$  dans le domaine épithermique I.6.1), et est explicité dans le tableau II.1.1 :

Il est également possible d'affiner ce découpage en utilisant l'option :  
`gMURE->SetMultiGroupDecadeMultiplier(N)`,  
 qui multiplie le nombre de bins par décade du tableau II.1.1 par le nombre  $N$ .

Une étude détaillée [5] montre qu'avec 10 décades, les taux de fissions sont proches à moins de 1% des taux de fissions calculés par MCNP.

### II.1.2.3 La capacité de simuler des rechargements du cœur

Pour fournir de l'énergie sur de longues périodes, un réacteur est régulièrement rechargé en combustible. Ces rechargements suivent différents plans, qui varient selon le mode de fonctionnement du réacteur (ex : rechargement en ligne ou non). Par exemple, pour le réacteur CANDU, à rechargement en ligne, chaque canal est rechargé de deux tiers tous les 200 jours<sup>1</sup>. De ce fait, non seulement le combustible est modifié dans le canal, mais aussi la position géographique du combustible irradié est modifiée. MURE possède une fonctionnalité permettant de simuler ce mode de rechargement avec les classes `EvolutionControl()`, qui permet d'interagir avec l'évolution, et en particulier de prévoir des rechargements (avec la méthode `AddRefuelling()`) et `FuelReprocessing()`, qui permet de modifier le combustible d'une cellule [6].

Nous utiliserons ces fonctionnalités pour l'étude des scénarios avec les réacteurs CANDU et RNR.

### II.1.2.4 Le calcul de la fraction de neutrons retardés

Dans la section I.6, nous avons vu que cette fraction avait une grande importance pour la neutronique, et qu'elle pouvait être perturbée (à la baisse) par la présence d'AM. De ce fait, lors de notre étude des RNR, notamment avec des combustibles innovants nous vérifierons cette fraction.

Dans la mesure où nous comparerons nos valeurs de fractions de neutrons retardés, que nous noterons  $\beta_{eff}$ , à celles fournies dans la thèse de J. Brizi [7], nous adopterons la même méthode qu'elle (décrite p59-60), qui est la "méthode prompte"<sup>2</sup> [8]. L'idée de cette méthode consiste à décomposer le  $K_{eff}$  en la contribution des neutrons retardés (donc,  $\beta_{eff}$ ), et celle des neutrons instantanés :

$$K_{eff} = \beta_{eff} \cdot K_{eff} + (1 - \beta_{eff}) K_{eff} \quad (\text{II.1.9})$$

le terme  $(1 - \beta_{eff}) K_{eff}$  est approximé par le  $K_{eff}^{\text{instantané}}$ , que l'on peut calculer avec MCNP en utilisant la carte "TOTNU NO". Il nous reste alors à écrire  $\beta_{eff}$ , qui est notre inconnue en fonction des calculs de  $K_{eff}$  et de  $K_{eff}^{\text{instantané}}$ .

$$\beta_{eff} \simeq 1 - \frac{K_{eff}^{\text{instantané}}}{K_{eff}} \quad (\text{II.1.10})$$

L'approximation mentionnée supra est justifiée dans l'article [8]. Depuis, N. Capellan a implémenté dans MURE une méthode plus précise de détermination de la fraction de neutrons retardés [9]. Nous conservons tout de même cette "méthode prompte" afin de rester comparable aux résultats de J. Brizi [7].

1. le mode de rechargement est détaillé dans la section III.1.

2. il conviendrait maintenant de l'appeler "méthode instantanée"

## II.1.3 Une interface graphique pour faciliter l'exploitation des résultats

MureGui est un module extérieur utilisant ROOT, couplé à MURE, et qui gère la relecture des résultats des calculs d'évolution. Grâce à cette interface graphique simple d'utilisation, il est très aisé d'avoir accès à l'évolution des observables d'intérêt :  $K_{eff}$ , taux de fissions, taux de production des PF, taux de régénération, sections efficaces moyennes des réactions ... prises en compte dans l'évolution.

Elle permet par ailleurs, grâce à un découpage demandé dès la définition du fichier d'entrée MCNP(X), d'accéder à des découpages en différentes zones du réacteur. Nous utiliserons cette fonctionnalité pour le réacteur CANDU et les couvertures du RNR (un exemple d'utilisation du MureGui est montré fig. II.1.2).

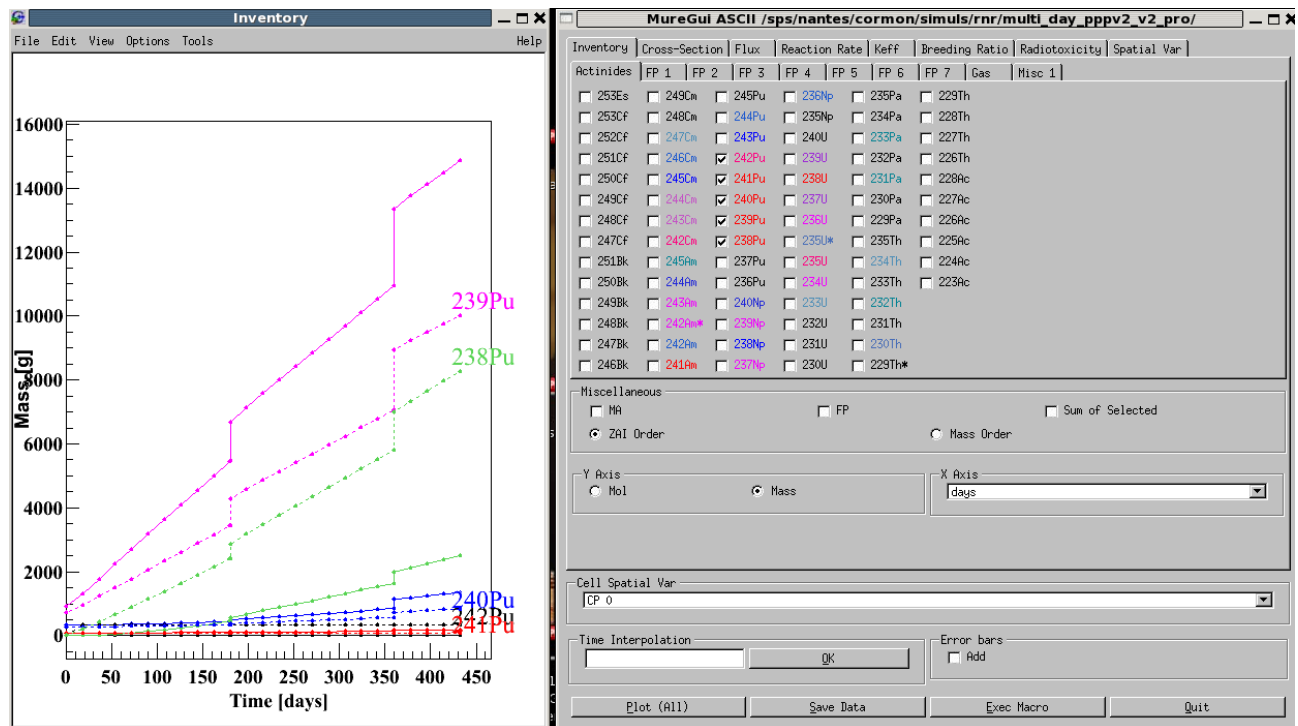


FIGURE II.1.2 – Un exemple d'utilisation de l'interface graphique de MURE (MureGui) : visualisation et comparaison de l'inventaire des différents isotopes du plutonium dans la couverture d'un réacteur à neutrons rapides simulé.

## II.1.4 Les bases de données

Pour pouvoir fonctionner, MURE et MCNP doivent s'appuyer sur des bases de données afin de réaliser les calculs. Ces bases de données doivent fournir :

1. les sections efficaces de fission des différents noyaux fissiles dans le combustible ;
2. les sections efficaces de capture neutronique, qui détermineront principalement la production de nouveaux noyaux fissiles et l'influence sur le  $K_{eff}$  des poisons produits ;
3. les taux de production des produits de fission par fission et par noyau fissile.
4. les sections efficaces de diffusion élastique, inélastique, (n,2n), ...

En plus de ces bases de données nécessaires pour le fonctionnement du code, notre objectif de construire le spectre  $\bar{\nu}_e$  émis par le réacteur nécessite des bases de données supplémentaires qui fournissent les données dont nous aurons besoin pour la reconstruction des spectres  $\bar{\nu}_e$  :  $\lambda$ , filiations entre noyaux, rapports d'embranchement, endpoints, ...

Il existe plusieurs bases de données pour les sections efficaces et les productions de PF : les trois les plus utilisées et complètes sont ENDF (États-Unis), JEFF (Europe) et JENDL (Japon). Leurs mises à jours



ne sont pas simultanées, aussi convient-il de les veiller pour choisir la plus appropriée.

Pour les calculs de MURE/MCNP, certaines bases de données ne sont pas complètes. Par conséquent, MURE prévoit une option qui permet de choisir en priorité une base de données et de la compléter le cas échéant (option : `SetBasePriority`).

## Bibliographie

- [1] O. Méplan, A. Nuttin, O. Laulan, S. David, F. Michel-Sendis, J. Wilson, *MURE : MCNP Utility for Reactor Evolution, Description of the Methods, First Applications and Results*, ENC 2005 Proceedings, Versailles, France, December 11-14 (2005)
- [2] <http://www.oecd-neo.org/tools/abstract/detail/nea-1845>
- [3] X-5 MONTE CARLO TEAM. *MCNP : A General Monte Carlo N-Particle Transport Code, Version 5*. Los Alamos National Laboratory report LA-UR-03-1987, 2003.
- [4] O. MEPLAN. *MURE. MCNP Utility for Reactor Evolution. User Guide - Version 1.0*. Report LPSC 0912 and IPNO-09-01, Janvier 2009.
- [5] A. Onillon, communication privée
- [6] MURE Class Reference, <http://lpsc.in2p3.fr/MURE/html//doxygen/classMURE.html>
- [7] J. Brizi, *Cycles uranium et thorium en réacteurs à neutrons rapides refroidis au sodium. Aspects neutroniques et déchets associés.*, thèse soutenue à l'Université d'Orsay, oct. 2010
- [8] R. K. MEULEKAMP et S. C. VAN DER MARCK. *Calculating the effective delayed neutron fraction with Monte Carlo.*, Nuclear Science and Engineering, num. 152, pp142-148, 2006.
- [9] N. Capellan, *Couplage 3D neutronique thermohydraulique. Développement d'outils pour les études de sûreté des réacteurs innovants.*, thèse soutenue à l'Université d'Orsay (2009)



## II.2. Simulation de l'évolution en réacteur

*Il se trouve toujours quelque chose pour déranger les calculs  
les plus soigneusement établis par l'homme.*

S. Ihara

### Sommaire

II.2.1	Contrôle des erreurs liées à la simulation MCNP . . . . .	73
II.2.2	Présentation des difficultés liées à la résolution des équations de Bateman . . . . .	75
II.2.2.1	MURE : Méthode de simplification des calculs pour la résolution des équations de Bateman . . . . .	75
II.2.3	Influence des bases de données . . . . .	76
II.2.3.1	Influence des bases de données sur les taux de production des produits de fission	76
II.2.3.2	Influence des bases de données sur les taux de réaction . . . . .	77
II.2.3.3	Prise en compte du spectre en énergie des neutrons pour le calcul des taux de production des PF . . . . .	77
	Bibliographie . . . . .	79

APRÈS AVOIR PRÉSENTÉ LES OUTILS que nous utilisons pour notre simulation, il convient de nous intéresser aux approximations que le code et les bases de données nous imposent. Certaines sont liées au traitement statistique (MCNP), d'autres sont liées aux bases de données, d'autres encore sont liées à des simplifications nécessaires. En particulier, la résolution des équations de Bateman régissant l'évolution des noyaux présents dans le cœur est délicate.

### II.2.1 Contrôle des erreurs liées à la simulation MCNP

Ce paragraphe est réalisé à partir des notes de cours [1] et de la documentation MCNP [2].

Les résultats des tallies de MCNP sont accompagnés d'un second nombre  $R$ , qui représente l'erreur relative estimée, définie comme étant une déviation standard estimée de la moyenne divisée par la moyenne estimée. Ce calcul tient compte de la corrélation entre des contributions variées à un tally provenant de la même histoire. Pour une simulation au comportement normal,  $R$  est proportionnel à  $1/\sqrt{N}$  où  $N$  est le nombre d'histoires. L'erreur relative estimée peut être utilisée pour former des intervalles de confiance. Il convient de rappeler ici que ces intervalles de confiance sont relatifs à la précision du calcul Monte Carlo seulement. Pour les incertitudes sur le résultat final comparées à la vraie valeur physique, il faudra tenir compte d'autres erreurs sur les données d'entrée utilisées (géométrie, bases de données nucléaires, approximations, modélisation ...).

$R$  doit être généralement au moins inférieur à 0.10 pour produire des intervalles de confiance fiables. Il convient toutefois de s'assurer également que toutes les régions de l'espace des phases de la simulation ont été prises en compte dans le calcul (*i.e.* que les particules se sont propagées dans toutes les cellules).

Il peut arriver parfois qu'un chemin important pour les résultats physiques ne soit pas échantillonné assez souvent par la simulation, ce qui rend la validité des intervalles de confiance caduque. MCNP calcule un nombre appelé Figure Of Merit (FOM) pour un bin par tally en fonction du nombre d'histoires et imprime les résultats dans la charte de fluctuations des tallies, Tally Fluctuation Chart (TFC), à la fin de la sortie.

La FOM est définie comme :  $FOM = \frac{1}{R^2 T}$ , où T est le temps de calcul de l'ordinateur en minutes. La FOM devrait être à peu près constante quand N augmente puisque  $R^2$  est proportionnel à  $1/N$  et T proportionnel à N. Il est recommandé de toujours consulter la TFC pour s'assurer que la FOM reste à peu près constante. Une chute brutale de la FOM indiquerait qu'un chemin simulé rarement affecté le résultat et son erreur relative. Dans ce cas, il est nécessaire d'examiner le problème pour déterminer quel chemin est sous-représenté dans la simulation et redéfinir le problème en conséquence.

Après chaque tally, des informations supplémentaires sur les résultats de la TFC sont présentées : l'efficacité avec laquelle des résultats non nuls ont été générés au cours des différentes histoires, les composantes nulles et non-nulles de l'erreur relative, l'effet dans la TFC de la répétition de l'événement qui cause actuellement la plus grande erreur relative dans la TFC ...

Une table juste avant la TFC résume les résultats de toutes ces vérifications pour tous les tallies du problème. 10 tests statistiques sont effectués et résumés après chaque tally, avec un critère de réussite ou non. La fonction de densité de probabilité (PDF) du résultat des histoires pour la TFC de chaque tally est calculée et présentée sur des figures dans le fichier de sortie. En effet, le résultat d'une histoire enregistré dans un tally peut être vu comme ayant été tiré aléatoirement selon une fonction de probabilité sous-jacente donnant la distribution de probabilité de chacun des résultats des histoires, c'est la PDF  $f(x)$  où  $x$  est une variable aléatoire représentant la contribution du résultat de l'histoire complète d'une particule stockée dans un bin de tally. Cette fonction est utilisée pour estimer la moyenne du résultat, la variance et la variance de la variance (VOV ou encore l'erreur de l'erreur). La TFC à la fin du problème inclut la variance de la variance (une estimation de l'erreur de l'erreur relative) et le coefficient estimé du comportement des résultats importants de la PDF en fonction du nombre de particules au départ.

Le théorème de la limite centrale stipule qu'une moyenne estimée apparaîtra échantillonnée à partir d'une distribution normale de déviation standard  $s$  connue  $s = \frac{1}{\sqrt{N}}$  quand  $N$  tend vers l' $\infty$ . En pratique  $s$  n'est pas connue et doit être approximée par la déviation standard estimée. La difficulté majeure d'un calcul Monte-Carlo consiste à déterminer quand on peut appliquer le théorème de la limite centrale à juste titre pour former un intervalle de confiance sur le résultat de la simulation, i.e. à déterminer quand  $N$  tend effectivement vers l' $\infty$ .

Les 10 tests statistiques effectués sur les TFC imprimées dans le fichier de sortie sont :

- test de la moyenne : comportement de la valeur moyenne du résultat estimée en fonction du nombre d'histoires N des particules simulées monotone pour la seconde moitié du problème
- la valeur de R doit être acceptable (bien inférieure à 0.10 en ce qui concerne les tallies que nous utilisons ici)
- décroissance monotone de R en fonction du nombre d'histoires N lors de la seconde moitié de la simulation
- une décroissance en  $1/\sqrt{N}$  de R en fonction de N lors de la seconde moitié du problème
- une valeur de la VOV estimée inférieure à 0.10 pour tous les tallies
- décroissance monotone de la VOV en fonction de N pour la seconde moitié du problème
- décroissance de la VOV en  $1/N$  pour la seconde moitié du problème
- une valeur de FOM constante statistiquement en fonction de N pour la seconde moitié du problème
- comportement non monotone de la FOM en fonction de N pendant la seconde moitié du problème
- la pente (SLOPE) de la PDF (un coefficient caractérisant cette fonction de probabilité) des 25 à 201 plus grands résultats  $x$  doit être supérieure à 3, de façon à ce que le second moment de la fonction PDF  $f(x)$  existe, comme l'exige le théorème de la limite centrale.

Pour avoir une certaine assurance que les résultats d'un tally sont corrects, il convient de s'assurer que les 10 tests statistiques ont été passés avec succès.

## II.2.2 Présentation des difficultés liées à la résolution des équations de Bateman

Pour notre objectif de construire le spectre des  $\bar{\nu}_e$  émis par le réacteur, les simplifications liées au traitement des équations de Bateman dans MURE revêtent un caractère fortement pénalisant : la difficulté majeure dans la résolution des équations de Bateman est que même en ne tenant compte que des captures neutroniques et des décroissances  $\beta$ , MURE doit traiter plus de 3000 noyaux. La résolution d'autant d'équations différentielles n'est pas réalisable en un temps raisonnable de calcul. Par conséquent, il faut réduire le nombre d'équations à calculer, et donc, le nombre de noyaux à prendre en compte.

### II.2.2.1 MURE : Méthode de simplification des calculs pour la résolution des équations de Bateman

Le but initial de MURE est d'étudier le comportement neutronique à long terme des réacteurs de génération IV. A ce titre, seuls les noyaux qui seront des déchets à durée de vie longue, ainsi que les noyaux pouvant avoir un impact sur la neutronique (ex : le  $^{135}\text{Xe}$ ) sont d'intérêt pour le code. Le choix a donc été fait de ne pas étudier les noyaux à durée de vie courte. Pour cela, le code prévoit un seuil de coupure, en-deçà duquel les noyaux sont éliminés du code. La fig. II.2.1 présente le nombre de noyaux pris en compte pour le seul  $^{232}\text{Th}$  en fonction du seuil de coupure [3]).

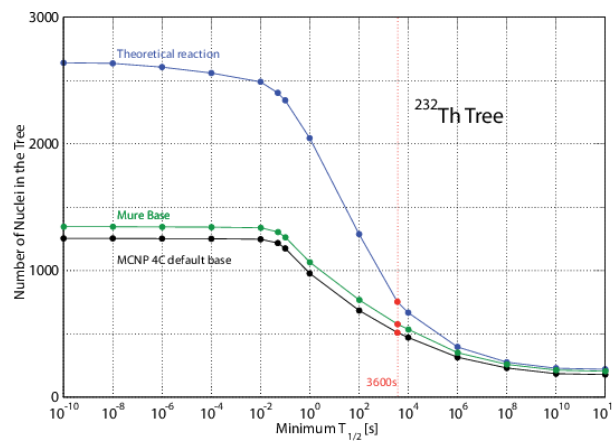


FIGURE II.2.1 – Nombre de noyaux à considérer dans les équations de Bateman pour le  $^{232}\text{Th}$  en fonction du seuil de coupure.

Toutefois, afin de ne pas fausser les taux de production des noyaux à durée de vie plus longue, les noyaux à durée de vie supérieure au seuil se voient réaffectés les taux de production de leur éventuel noyau père coupés (principe décrit fig. II.2.2).

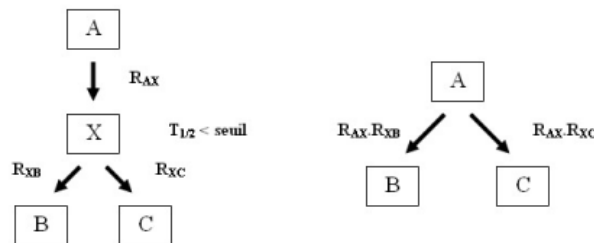


FIGURE II.2.2 – Coupure d'un noyau à durée de vie courte, et réaffectation de son taux de production à son fils

Si ce choix est parfaitement cohérent avec l'objectif initial, il est particulièrement pénalisant pour nos fins, puisqu'il "élimine" *de facto* les noyaux qui contribuent le plus à la partie haute énergie du spectre d' $\bar{\nu}_e$ .

Notre principal défi devient donc de trouver un moyen de sauvegarder les informations concernant ces

noyaux avant qu'elles ne soient éliminées, de les traiter séparément tout en conservant une cohérence d'ensemble.

### Traitement des données des noyaux à durée de vie inférieure au seuil de coupure

Le code procède à l'élimination des noyaux à durée de vie courte après avoir chargé les données de chaque noyau dans les bases de données et créé les liens qui l'unissent aux autres noyaux. En effet, une fois toutes les propriétés (y compris les filiations) du noyau connues, le code compare la période lue dans la base de données choisie au seuil de coupure entrée par l'utilisateur. Selon le résultat, une fonction du programme procède à l'élimination du noyau à période trop courte puis au rebranchement entre son noyau père et son noyau fils.

Il nous faut donc, avant cette élimination, sauvegarder les données importantes pour la reconstruction du spectre :

- les données concernant les taux de production par fission, notamment en fonction de l'énergie du neutron incident ;
- les données concernant les rapports de branchement entre les différentes réactions et/ou décroissances.

C'est ce que nous avons fait en créant la méthode `SetIsMotherOfCutBetaDecayer` qui permet d'identifier les noyaux pères de noyaux coupés, de créer un vecteur de ces noyaux coupés, que l'on appelle via la méthode `GetCutBetaDaughters` et un vecteur de leur rapport d'embranchement, que l'on appelle avec `GetCutBetaBR`. Ces modifications sont désormais intégrées dans les versions disponibles de MURE.

## II.2.3 Influence des bases de données

### II.2.3.1 Influence des bases de données sur les taux de production des produits de fission

Le code recourt aux bases de données pour déterminer les taux de production des produits de fission, qui permettront d'écrire les équations de Bateman. La connaissance de ces taux est cruciale dans notre reconstruction des spectres  $\bar{\nu}_e$  puisqu'ils permettent d'accéder à la contribution de chaque noyau au spectre global. Il convient donc de s'intéresser à l'influence que peuvent avoir les bases de données sur ce chapitre. A titre d'exemple, la figure II.2.3 compare les taux de production des PF de l' $^{238}\text{U}$  dans le domaine rapide donnés par les bases de données JEFF3.1.1 (en rouge) et JENDL4.0 (en bleu) :

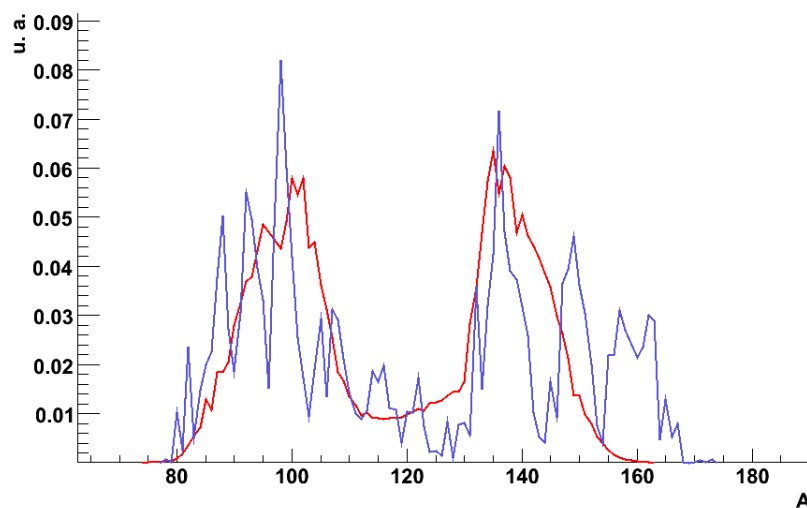


FIGURE II.2.3 – Écarts dans les taux de production des PF pour l' $^{238}\text{U}$  dans le domaine rapide

### II.2.3.2 Influence des bases de données sur les taux de réaction

La puissance neutronique du cœur s'écrit :

$$W_n = \sum_{r=1}^{r=\text{nb noyaux fissiles}} \Phi_{\text{neutrons}} \cdot \sigma_{r,\text{fission}} \cdot N_r \quad (\text{II.2.1})$$

où  $N_r$  désigne l'inventaire en nombre de noyaux du noyau fissile  $r$ . Lorsque qu'un seul noyau contribue très majoritairement (de l'ordre de 90%) à la production de puissance, l'influence du choix de la base de données des sections efficaces de fission sera négligeable sur les taux de réactions. En revanche, dès que les noyaux fissiles ont des contributions comparables (ex : dans un REP avec de l'uranium enrichi), le choix de la base de données peut avoir une influence non négligeable.

### II.2.3.3 Prise en compte du spectre en énergie des neutrons pour le calcul des taux de production des PF

Nous avons vu que les taux de production des PF différaient d'une base de données à l'autre. Ils sont également fonction de l'énergie du neutron incident causant la fission.

La fig. II.2.4, montre les écarts de taux de production des PF pour les fissions du  $^{239}\text{Pu}$  selon que les neutrons incidents étaient thermiques ou épithermiques. La courbe en bleu indique les écarts en % tandis que la courbe rouge en pointillés est la courbe des taux de production des PF du  $^{239}\text{Pu}$  mise à une échelle commode pour mettre en évidence "le poids" des écarts de taux de production : les écarts de plus de 100% portent sur des noyaux produits à l'état de traces, tandis que pour les noyaux les plus produits, les écarts fluctuent dans une plage comprise entre -10% et +15%.

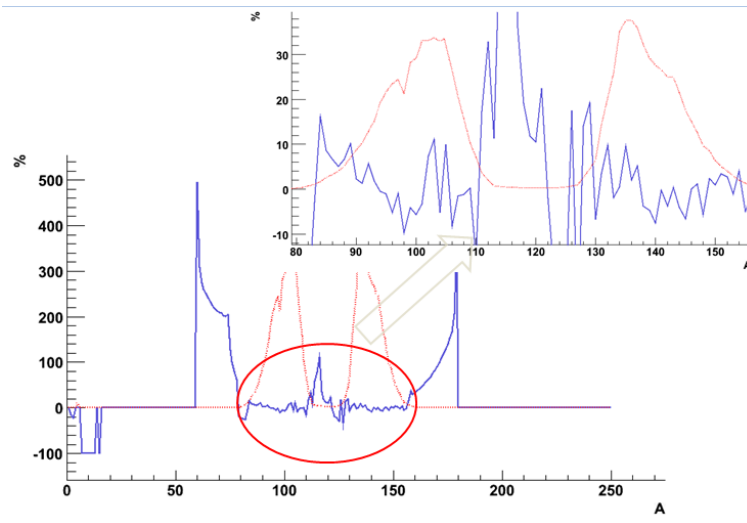


FIGURE II.2.4 – Écarts dans les taux de production en fonction de l'énergie des neutrons incidents pour le  $^{239}\text{Pu}$

Du fait de ces fluctuations pouvant atteindre 15% en valeur absolue sur les taux de production des PF, nous avons créé des méthodes dans MURE afin de prendre en compte l'énergie du neutron incident et de tester la validité de l'approximation monocinétique réalisée jusqu'à présent.

Pour cela, nous avons apporté quelques modifications dans MURE. Lors de la lecture des fichiers de données sur les PF (pendant l'appel de `FPDistribution`), nous sauvegardons les taux de production pour les trois domaines en énergie. Ceci nous a conduit à modifier le format de la classe `ZAIReaction` afin d'y entrer ces trois valeurs au lieu d'une. De même, la classe `ZAI` est affectée dans les méthodes `AddReactionDaughter`, `AddDecayDaughter` et `SetIsMotherOfCutBetaDecayer`, afin de prendre en compte ces données et de pouvoir mettre à jour, lors de l'évolution, le rapport d'embranchement des noyaux coupés. La mise à jour du spectre en énergie des neutrons ayant engendré les fissions se fait au sein de la fonction `UpdateSigmaPhiMultiGroup()` dans `MURE_evol.cxx`, celle des taux de production a lieu dans

EvolutionSystem, au moment de la reconstruction de la matrice de Bateman.

Pour nous assurer de la validité de notre modification, nous avons suivi l'évolution dans le temps du  $^{91}\text{Sr}$  et vérifié l'adéquation de l'évolution du taux de production en fonction des poids des différents domaines d'énergie des neutrons incidents.

Il reste à décider quel taux de production choisir en fonction de l'énergie du neutron incident. Les codes TRIPOLI, APOLLO, et pour ce qui nous intéresse, MCNP, utilisent des frontières « physiques » pour définir les domaines en énergie pour les fissions (tableau II.2.1). Ces limites ne correspondent pas aux valeurs prises par le faisceau de neutrons avec lesquels les taux de production sont mesurés (resp. 0.025eV, 450keV et 14 MeV). Afin de valider nos modifications, nous avons pris les mêmes frontières que les codes de calcul : en effet, MCNP5 fournit en fichier de sortie cette donnée. Nous avons donc, dans un premier temps, vérifié pour nos différentes simulations de réacteur que la distribution des énergies des neutrons ayant causé les fissions étaient conformes entre MCNP5 et notre modification. Par la suite, nous avons utilisé des frontières prenant mieux en compte les valeurs en énergie des bases de données (donc, resp. 0.025eV, 450keV et 14 MeV), indiquées dans le tableau II.2.1. Ce découpage conduit à des écarts importants avec le calcul de MCNP5, mais rend mieux compte des énergies des neutrons incidents pour le calcul des taux de production des PF.

Frontière neutronique	Thermique	Épithermique	Rapide
Énergie du neutron incident (codes)	<0.625 eV	0.625 eV - 100 keV	100 keV - 20 MeV
Énergie du neutron incident (nos frontières)	<100 keV	100 keV - 2 MeV	>2 MeV

TABLE II.2.1 – Plages d'énergie neutroniques causant les fissions

Ceci fait, nous pouvons ainsi vérifier l'influence de la prise en compte de ces plages en énergie sur l'évolution dans le temps des inventaires (nous prendrons l'exemple du  $^{135}\text{Xe}$ ). La fig.II.2.5 est obtenue en simulant une sphère de  $^{239}\text{Pu}$  sans modérateur (100% des fissions dues à des neutrons épithermiques) et une autre sphère de graphite contenant des billes de  $^{239}\text{Pu}$  (100% des fissions dues à des neutrons thermiques). Nous imposons la même puissance pour ces deux sphères. Après avoir vérifié que les taux de fissions sont égaux à moins de 1% près, nous avons tracé la courbe de l'inventaire en  $^{135}\text{Xe}$  pour le fonctionnement en mode épithermique (noir) et thermique (rouge).

Le  $^{135}\text{Xe}$  est obtenu par deux voies préférentielles : directement par fission et par décroissance de l' $^{135}\text{I}$ . La base de données JEFF3.1 indique les taux de production de ces deux noyaux pour le  $^{239}\text{Pu}$  (tab. II.2.2) :

Noyau	Thermique	Erreur associée	Épithermique	Erreur associée	Écart (%)
$^{135}\text{I}$	0.0419	0.006196	0.049588	0.0060551	18.3%
$^{135}\text{Xe}$	0.0030585	0.00097465	0.0033594	0.0010894	9.8%

TABLE II.2.2 – Plages d'énergie neutroniques causant les fissions

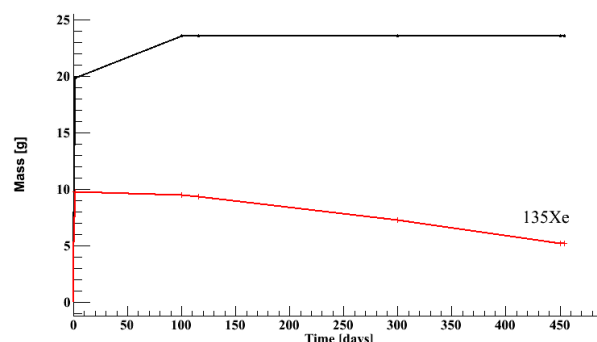


FIGURE II.2.5 – Différence de l'évolution des taux de production du  $^{135}\text{Xe}$  pour un spectre thermique (rouge) et pour un spectre épithermique (noir)



La figure II.2.5 montre un écart important dans la production du  $^{135}\text{Xe}$  dans le cas extrême où 100% de fissions ont lieu dans des domaines différents. Cet écart n'est que partiellement expliqué par les différences de taux de production ; l'autre facteur qui entre en ligne de compte est la section efficace de capture des neutrons par le  $^{135}\text{Xe}$  (fig. I.6.2) : avec un spectre épithermique, le  $^{135}\text{Xe}$  est beaucoup moins capturant. Pour les réacteurs à spectre thermique que nous étudions, les fissions des principaux contributeurs ( $^{235}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$  et  $^{241}\text{Pu}$ ) sont thermiques à plus de 99.5%. En conséquence, les courbes de  $^{135}\text{Xe}$  se superposent avec un écart  $\ll 1\%$  pour les réacteurs CANDU et VHTR, ce qui valide l'approximation réalisée jusqu'à présent. Nous voyons, en revanche, que pour des réacteurs innovants avec des spectres moins définis, il conviendra de contrôler les différentes proportions de fissions thermique, épithermique ou rapide.

## Bibliographie

- [1] M. Fallot, *Cours d'initiation à MCNP du M2 ARS/RPS de l'Univ. de Nantes*.
- [2] Roger Brewer - X-1 TA *Criticality Calculations with MCNP5 : A Primer*, LA-UR-09-00380
- [3] O. MEPLAN. MURE. *MCNP Utility for Reactor Evolution. User Guide - Version 1.0*. Report LPSC 0912 and IPNO-09-01, Janvier 2009.



## II.3. Simulation des spectres $\beta$ et $\bar{\nu}_e$

*L'art fait qu'une copie offre souvent plus de charme que la nature elle-même.*

J. J. Winckelmann

### Sommaire

II.3.1	La modélisation du spectre $\beta$ global . . . . .	<b>82</b>
II.3.1.1	Modélisation d'un spectre $\beta$ . . . . .	83
II.3.1.2	Modélisation du spectre $\bar{\nu}_e$ . . . . .	85
II.3.1.3	Intégration des différents types de spectres dans MURE . . . . .	86
II.3.2	Résultats d'évolution obtenus avec MURE . . . . .	<b>87</b>
II.3.3	Construction par sommation du spectre d' $\bar{\nu}_e$ attendu par noyau fissile . . . . .	<b>88</b>
II.3.3.1	Sphère d' $^{235}\text{U}$ . . . . .	88
II.3.3.2	Sphère de $^{239}\text{Pu}$ . . . . .	88
II.3.3.3	Sphère de $^{241}\text{Pu}$ . . . . .	90
II.3.3.4	Bilan partiel pour les calculs possédant des données auxquelles se comparer . . . . .	92
II.3.4	Prédictions des spectres $\bar{\nu}_e$ pour les noyaux fissiles et/ou fissibles . . . . .	<b>93</b>
II.3.4.1	Prédictions pour le noyau d' $^{238}\text{U}$ . . . . .	93
II.3.4.2	Prédictions pour le noyau d' $^{233}\text{U}$ . . . . .	93
II.3.4.3	Prédictions pour le noyau de $^{232}\text{Th}$ . . . . .	94
II.3.4.4	Prédictions pour le noyau de $^{238}\text{Pu}$ . . . . .	95
II.3.4.5	Prédictions pour le noyau de $^{240}\text{Pu}$ . . . . .	95
II.3.4.6	Prédictions pour le noyau de $^{242}\text{Pu}$ . . . . .	96
II.3.5	Bilan . . . . .	<b>96</b>
	Bibliographie . . . . .	<b>99</b>

LA DÉTERMINATION DES SPECTRES  $\bar{\nu}_e$  par fission de noyaux fissiles a été entreprise dès le début des années 80 par Schreckenbach *et al.* ([1],[2],[3],[4],[5]). La méthode utilisée alors était d'irradier une cible de noyau fissile pur (de l' $^{235}\text{U}$  pour [1]) auprès du réacteur à haut flux de l'Institut Laue Langevin (ILL), et de réaliser une mesure de précision du spectre  $\beta$  intégral émis par cette cible.

À 1,5 jours d'irradiation, la connaissance du spectre sur 2-7.5 MeV est de 3% bin à bin pour des bins de 250 keV, à 90 % de confiance. L'intérêt majeur de cette méthode est de partir du spectre  $\beta$  mesuré avec le plus de précision encore à ce jour. La difficulté qu'elle soulève, en revanche, est qu'il est impossible d'écrire la conservation de l'énergie pour calculer directement le spectre  $\bar{\nu}_e$  associé : il faut mettre en œuvre une procédure de conversion.

Pour cela, Schreckenbach *et al.* utilisent 30 branches  $\beta$  virtuelles : la procédure consiste en la division du spectre  $\beta$  en 30 plages d'énergie, puis par itérations successives en partant de la plus haute énergie, le retrait de la contribution de chaque branche virtuelle obtenue fittée en endpoint et rapport d'embranchement à partir des données du spectre expérimental de la plage en énergie considérée.

Le spectre en  $\bar{\nu}_e$  devient la somme des 30 branches établies affectées de leur rapport d'embranchement, en écrivant alors la conservation d'énergie ( $E_{\bar{\nu}_e} = W_0 - E_\beta$ ), où  $W_0$  est le endpoint "virtuel" de la branche considérée et en utilisant des corrections radiatives.

Les erreurs liées à cette procédure de conversion étaient estimées à 3-4% (90% de confiance) à ajouter quadratiquement aux 3% d'erreurs liées à la mesure.

En parallèle de cette approche, mais un peu plus tard dans les années 80, Tengblad *et al.* reconstruisent le spectre  $\beta$  à partir des spectres individuels des PF [6] (111 nouvelles mesures + 265 noyaux). Toutefois, la reconstruction de ces spectres n'était en bon accord avec les mesures de Schreckenbach que jusque 4 MeV (5% d'écart à 4 MeV) pour atteindre 20% d'écart à 8 MeV. Bemporad *et al.* établissent que 25% de la partie haute énergie du spectre (>4MeV) est due à des noyaux non connus expérimentalement [7].

Ces deux approches ont été revisitées récemment.

Pour la première, P. Vogel [8] a mis en évidence que la procédure de conversion  $\bar{\nu}_e$  à partir du spectre  $\beta$  intégral comportait le défaut de prendre un  $\langle Z \rangle$  moyen par branche. Or la grande dépendance de la fonction de Fermi en  $Z$  fait que cette approximation est une source d'erreur importante.

Dans l'article [9], la seconde méthode, par sommation des contributions de chaque produit de fission, est revisitée en tirant parti des nombreuses données expérimentales disponibles dans les bases de données de nos jours. Profitant de cet effort important réalisé pour rassembler les données de décroissance  $\beta$  des PF existantes, la première méthode a été revisitée également. L'idée est d'utiliser les données expérimentales pour remplacer une partie des branches fictives pour décomposer le spectre  $\beta$  intégral mesuré par Schreckenbach, puis de compléter pour la partie restante par des branches de décroissance  $\beta$  fictives comme précédemment mais suivant une distribution en  $Z$  réaliste. Cette nouvelle méthode a conduit à de nouvelles prédictions de spectres d' $\bar{\nu}_e$  dont la normalisation a augmenté d'environ 3%. Ces prédictions ont été confirmées par une analyse similaire effectuée par P. Huber [10]. En conséquence, une analyse a montré que les d' $\bar{\nu}_e$  des réacteurs des années 80 et 90 voyaient dans l'ensemble un déficit moyen d' $\bar{\nu}_e$  par rapport au flux émis, qui pourrait être expliqué notamment par l'existence d'un neutrino stérile [?]. C'est ce qui est appelé actuellement "l'anomalie réacteur". Les spectres des références [10] et [9] font actuellement référence. Les spectres obtenus par la méthode de sommation des PF sont actuellement moins précis que ceux prédits par la méthode de conversion des données  $\beta$  intégrales. Dans la référence [9], une partie des erreurs associées aux bases de données a été évaluée. Cependant l'erreur globale a été donnée en prenant comme référence les spectres nouvellement convertis des données de Schreckenbach. Si l'on considère que la méthode par sommation des PF est actuellement la seule méthode indépendante d'estimation des spectres d' $\bar{\nu}_e$ , qu'elle peut prédire les spectres de noyaux dont les spectres  $\beta$  intégraux ne sont pas mesurés, comme celui de l' $^{238}\text{U}$ , qu'elle permet de calculer les effets hors équilibre (évolution en forme du spectre avec le fonctionnement d'un réacteur provenant des captures neutroniques et des différentes périodes des noyaux mis en jeu), de choisir un binning différent, de s'intéresser éventuellement à des plages en énergie plus faibles ou plus hautes que celles mesurées, etc. . . , alors il serait important d'en évaluer les erreurs complètement et indépendamment des données de l'ILL. Pour le sujet qui concerne cette thèse, la méthode par sommation des PF est la seule qui nous permette d'évaluer la plupart des signatures en  $\bar{\nu}_e$  des réacteurs et scénarios qui seront présentés. En effet, les combustibles utilisés ne sont pas forcément ceux d'un réacteur thermique, et les spectres neutroniques peuvent être différents également, changeant les distributions des PF émis et donc la forme des spectres d' $\bar{\nu}_e$  associés.

Nous allons présenter dans les lignes qui suivent une implémentation de la méthode par sommation des contributions de chaque PF, en utilisant les formules proposées par P. Huber dans son article [10]. L'interfaçage de la relecture des données sur les émetteurs  $\beta$  calculés dans MURE avec les différentes bases de données avec leur ordre de priorité a été réalisé par M. Fallot à partir des fonctions proposées par [10] et codées par mes soins.

### II.3.1 La modélisation du spectre $\beta$ global

Avant de modéliser le spectre  $\bar{\nu}_e$ , commençons par calculer le spectre  $\beta$ . Nous écrirons par la suite la conservation de l'énergie.

### II.3.1.1 Modélisation d'un spectre $\beta$

Dans le chapitre sur la décroissance  $\beta$ , nous avons vu une expression de la probabilité de décroissance pour une énergie donnée, que nous réécrivons sous la forme suivante :

$$N_\beta(W) = Kp^2(W - W_0)^2 F(Z, W) \quad (\text{II.3.1})$$

où  $W$  est exprimé par  $W = E/(m_e c^2) + 1$ ,  $W_0$  désigne le endpoint de la décroissance et  $K$ , une constante de normalisation.

Dans son article [10], P. Huber présente une écriture du spectre  $\beta$  qui tient compte des corrections à apporter par rapport au spectre théorique présenté :

$$N_\beta(W) = KpW(W - W_0)^2 F(Z, W) L_0(Z, W) C(Z, W) S(Z, W) G_\beta(Z, W) (1 + \delta_{WM} W) \quad (\text{II.3.2})$$

où  $K$  désigne une constante de normalisation et  $pW(W - W_0)^2$  désigne l'espace des phases. En pratique, il s'agit de l'espace des phases des transitions de Fermi permises. Il convient de corriger cet espace pour les transitions interdites en mettant en facteur devant cette expression :

$$\begin{aligned} p_v^2 &+ p^2 \text{ pour les transitions première interdite unique et deuxième interdite non-unique} \\ p_v^4 + \frac{10}{3} p_v^2 p^2 &+ p^4 \text{ pour les transitions deuxième interdite unique et troisième interdite non-unique} \\ p_v^6 + 7p_v^4 p^2 + 7p_v^2 p^4 &+ p^6 \text{ pour les transitions troisième interdite unique et quatrième interdite non-unique} \end{aligned} \quad (\text{II.3.3})$$

Les autres facteurs sont explicités ci-dessous.

#### Expression de la fonction de Fermi

L'expression de la fonction de Fermi est donnée par :

$$F(Z, W) = 2(\gamma + 1)(2pR)^{2(\gamma-1)} \exp(\pi\alpha ZW/p) \frac{|\Gamma(\gamma + i\alpha ZW/p)|^2}{\Gamma(2\gamma + 1)^2}, \quad \text{avec } \gamma = \sqrt{1 - (\alpha Z)^2} \quad (\text{II.3.4})$$

#### Corrections liées à la dimension finie

On définit le rayon du noyau avec la formule d'Elton :

$$R = 0.0029A^{1/3} + 0.0063A^{-1/3} - 0.017A^{-1} \quad (\text{II.3.5})$$

et l'effet de dimension finie électromagnétique en négligeant les trois derniers termes fournis dans l'article [10], ce qui donne l'expression :

$$L_0(Z, W) = 1 + 13 \frac{(\alpha Z)^2}{60} - WR\alpha Z \frac{41 - 26\gamma}{15(2\gamma - 1)} - \alpha Z R \gamma \frac{17 - 2\gamma}{30W(2\gamma - 1)} \quad (\text{II.3.6})$$

enfin, la correction d'interaction faible pour les décroissances de Gamow-Teller :

$$\begin{aligned} C(Z, W) &= 1 + C_0 + C_1 W + C_2 W^2 \\ C_0 &= -\frac{233}{630} (\alpha Z)^2 \\ C_1 &= -\frac{21}{35} R\alpha Z \\ C_2 &= -\frac{4}{9} R^2 \end{aligned} \quad (\text{II.3.7})$$

L'article [10] précise que l'approximation de traiter toutes les décroissances comme des décroissances de Gamow-Teller induit une erreur négligeable.

### Corrections d'écran

le terme  $S(Z, W)$  rend compte de l'écran de charge du au cortège des électrons de l'atome rencontré par l'électron émis par le noyau.

L'expression est donnée par :

$$S(Z, W) = \frac{\bar{W}}{W} \left(\frac{\bar{p}}{p}\right)^{(2\gamma-1)} \exp^{\pi(\bar{y}-y)} \frac{|\Gamma(\gamma+i\bar{y})|^2}{\Gamma(2\gamma+1)^2} \quad \text{si } W > V_0, \quad S(Z, W) = 1 \quad \text{sinon.} \quad (\text{II.3.8})$$

où les termes de l'équation sont définis par :

$V_0$  qui désigne le potentiel d'écran et peut être paramétrisé par :

$$V_0 = \alpha^2 \tilde{Z}^{4/3} N(\tilde{Z}) \quad (\text{II.3.9})$$

$\bar{W} = W - V_0$ ,  $\bar{p} = \sqrt{\bar{W}^2 - 1}$ ,  $y = \frac{\alpha Z W}{p}$ ,  $\bar{y} = \frac{\alpha \bar{Z} \bar{W}}{\bar{p}}$ ,  $\tilde{Z} = Z - 1$  et  $N(\tilde{Z})$  est une interpolation linéaire du tableau II.3.1 :

$\tilde{Z}$	1	8	13	16	23	27	29	49	84	92
$N(\tilde{Z})$	1.000	1.420	1.484	1.497	1.520	1.544	1.561	1.637	1.838	1.907

TABLE II.3.1 – Tableau d'interpolation fourni dans l'article [10]

### Correction radiative

En prenant  $\beta = p/W$ , la fonction de correction s'écrit :

$$G_\beta = 1 + \frac{\alpha}{2\pi} \left( 3 \ln(m_p) - \frac{3}{4} + 4 \left( \frac{\tanh^{-1}(\beta)}{\beta} \right) \left( \frac{W_0 - W}{3W} - \frac{3}{2} + \ln(2(W_0 - W)) \right) + \frac{4}{\beta} L\left(\frac{2\beta}{1+\beta}\right) \right. \\ \left. + \frac{1}{\beta} \tanh^{-1}(\beta) \left( 2(1+\beta^2) + \frac{(W_0 - W)^2}{6W^2} - 4 \tanh^{-1}(\beta) \right) \right) \quad (\text{II.3.10})$$

avec  $L$ , la fonction de Spence définie par :

$$L(x) = \int_0^x \frac{\ln(1-t)}{t} dt \quad (\text{II.3.11})$$

### Correction de magnétisme faible

La correction de magnétisme faible s'écrit  $(1 + \delta_{WM})$  elle correspond au courant magnétique induit, *i.e.* qui ne correspond pas aux couplages dans l'Hamiltonien.

Le terme  $\delta_{WM}$  s'écrit :

$$\delta_{WM} = \frac{4}{3} \frac{\mu_p - \mu_n}{M_N} \left| \frac{C_V}{C_A} \right| \quad (\text{II.3.12})$$

Nous adopterons la valeur préconisée par P. Huber [10] :  $(0.67 \pm 0.26)\% m_e \text{ MeV}^{-1}$ . Notons que ce terme est celui qui, d'après [10], a la plus grande erreur associée, et qui mériterait le plus d'être ré-évalué. En effet, trop peu de données expérimentales existent et qui plus est associés à des noyaux plus légers que des PF, pour le déterminer. Ce terme, s'il est actuellement mal déterminé, peut changer la normalisation des spectres en  $\bar{\nu}_e$  prédits. Les mesures des détecteurs proches des expériences neutrino de nouvelle génération telles que Double Chooz, Daya Bay et Reno permettront sans doute d'apporter une contrainte sur l'évaluation de ce terme.

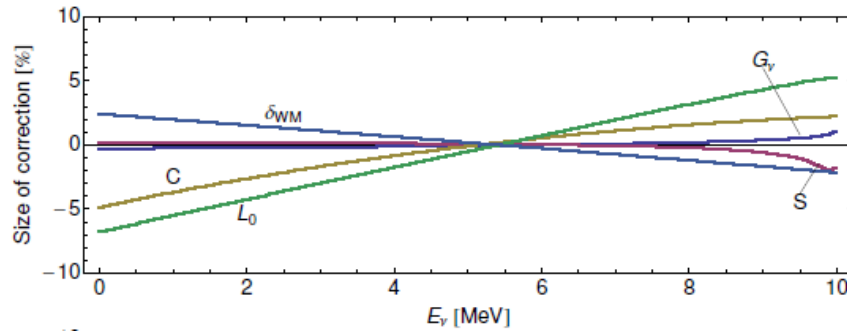


FIGURE II.3.1 – Influence de chaque correction sur le spectre  $\bar{\nu}_e$  d'une branche fictive de 10 MeV sur le noyau  $Z=46$   $A=117$  décrit par Huber (article [10] -fig. I)

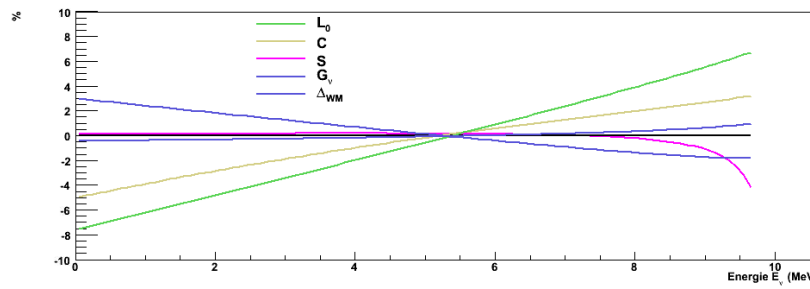


FIGURE II.3.2 – Influence de chaque correction implémentée par nos soins sur le spectre  $\bar{\nu}_e$  d'une branche fictive de 10 MeV sur le noyau  $Z=46$   $A=117$

### Validation de la modélisation

Afin de nous assurer de la validité des corrections apportées, il nous faut nous comparer à une référence. Nous présenterons directement la comparaison pour les spectres  $\bar{\nu}_e$  entre notre reconstruction et celle fournie dans [10] dans les figures II.3.1 et II.3.2.

Les figures II.3.1 et II.3.2 montrent les implémentations réalisées par P. Huber et nos soins. Elles montrent un bon accord entre elles, avec une influence légèrement supérieure de la correction d'écran près de l'endpoint pour notre calcul.

Nous appliquons par la suite notre méthode pour construire le spectre émis par une fission d' $^{235}\text{U}$  pour vérifier l'influence de la prise en compte des corrections de dimension finie et d'écran. Le résultat est présenté fig. II.3.3.

La figure II.3.3 montre le spectre  $\beta$  tel que nous le reconstruisons en haut, en violet, et montre l'écart au spectre reconstruit constaté avec la méthode [9] en bas, en rouge. Les corrections  $C$  (correction d'interaction faible) et  $S$  (correction d'écran) n'étaient pas incluses dans les spectres de la référence [9], cette figure met donc en évidence l'amélioration apportée par la prise en compte de ces corrections : l'effet de l'inclusion des corrections non prises en compte dans l'article [9] est une pente positive de l'ordre de 0.5% sur le spectre en  $\bar{\nu}_e$ .

#### II.3.1.2 Modélisation du spectre $\bar{\nu}_e$

Il nous reste maintenant à écrire la conservation de l'énergie lors de la décroissance  $\beta$  pour déterminer le spectre  $\bar{\nu}_e$  :

$$N_\nu(W) = K p^2 W^2 F(Z, W_0 - W) L_0(Z, W_0 - W) C(Z, W_0 - W) S(Z, W_0 - W) G_\nu(Z, W_0 - W) (1 + \delta_{WM}(W_0 - W)) \quad (\text{II.3.13})$$

où l'expression de  $G_\nu$  est donnée par :

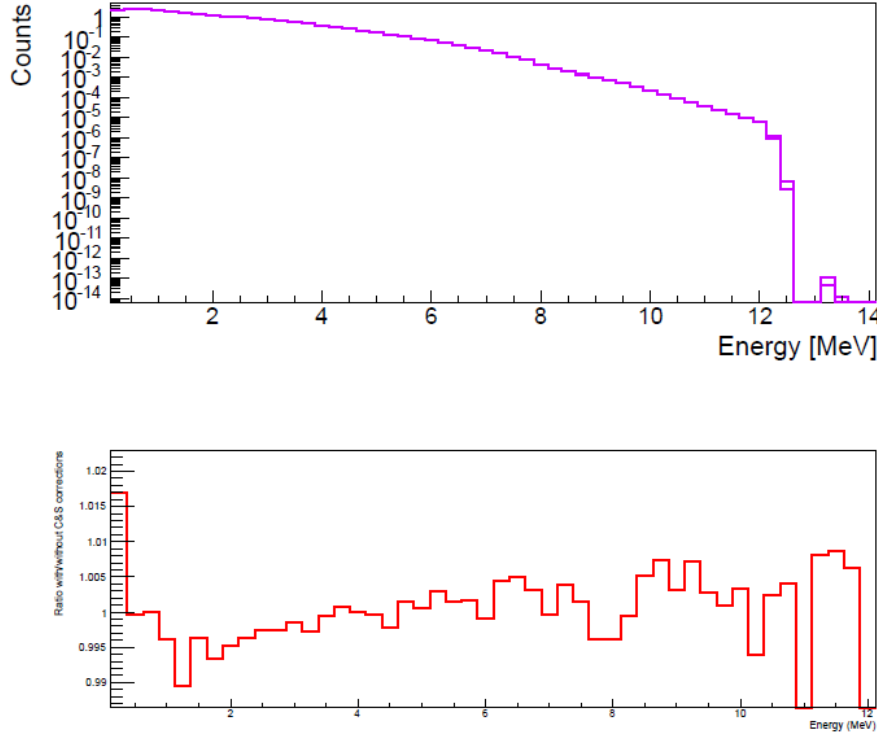


FIGURE II.3.3 – Comparaison entre le spectre  $\beta$  émis par une fission d' $^{235}\text{U}$  avec notre méthode de reconstruction, et celle de l'article [9]

$$\begin{aligned}
 G_v = 1 + \frac{\alpha}{2\pi} & \left( 3\ln\left(\frac{m_p}{m_e}\right) + \frac{17}{4} + \frac{8}{\beta} L\left(\frac{2\beta}{1+\beta}\right) \right. \\
 & + 4\left(\frac{1}{\beta} \tanh^{-1}(\beta) - 1\right) \left( -\frac{3}{8} + \ln\left(\frac{2(E_0 - E_v)}{m_e}\right) + \ln(2\beta^2) - \ln(1+\beta) \right) \\
 & \left. + \frac{1}{\beta} \tanh^{-1}(\beta) \left( -4\beta + \frac{3}{2}\beta^2 + 5 - 4 \tanh^{-1}(\beta) \right) \right) \quad (\text{II.3.14})
 \end{aligned}$$

avec  $\beta = \sqrt{1 - (m_e c^2 / E_e)^2}$ .

### II.3.1.3 Intégration des différents types de spectres dans MURE

Comme nous l'avons mentionné dans la section I.3, le premier ingrédient pour calculer un spectre en énergie des  $\bar{\nu}_e$  par la méthode de sommation des PF avec le code MURE, est la donnée des distributions instantanées des produits de fission. Nous avons sélectionné la base JEFF3.1 [12], et tous les calculs présentés dans la suite seront réalisés avec ces distributions de départ. Les bases de données de décroissances des PF contiennent, quand connus, les endpoints, les rapports de branchements, et les spin/parités ou types des transitions. Un même noyau peut figurer dans plusieurs bases de données. La détermination des rapports d'embranchement des différents états finals des désintégration est malaisée, notamment en raison de la physique de détection utilisée : la détection en coïncidence de la particule  $\beta$  et des raies  $\gamma$  de désexcitation du noyau fils grâce à des détecteurs au Germanium. Ceux-ci ont une efficacité de détection dépendant de l'énergie du  $\gamma$  incident : les  $\gamma$  de faible énergie sont mieux détectés, ce qui tend à les surestimer. Or, la surestimation des  $\gamma$  de faible énergie implique une surestimation des décroissances  $\beta$  sur les plus bas niveaux d'énergie d'excitation du noyau fils, donc, une surestimation des décroissances  $\beta$  impliquant les endpoint les plus élevés (cf. fig I.3.1). Il s'agit de l'effet *Pandemonium*, appelé ainsi par J. Hardy *et al.* [13]. Cet effet est une source d'erreur importante dans la prédiction des spectres  $\beta$  et donc des spectres  $\bar{\nu}_e$ .

Une méthode de mesure des décroissances  $\beta$  alternative aux détecteurs au Germanium a été mise en œuvre



pour s'affranchir de cet effet : la méthode TAGS (Total Absorption Gamma Spectrometry), qui permet de mesurer l'énergie totale de la décroissance, au prix d'une moins bonne résolution en énergie. Dans la référence [9], nous avons déjà orienté nos choix de bases de données afin de s'affranchir au maximum de cet effet. Pour cela, nous utilisons les mesures réalisées par la méthode TAGS en priorité, et complétons également les données expérimentales par les branches calculées par la Gross Theory dans la base JENDL [14], qui a pour but à la fois de prédire des spectres pour les noyaux inconnus mais aussi de corriger certains spectres mesurés de l'effet Pandemonium.

L'ordre dans lequel les bases sont lues est important dans la mesure où un noyau est sélectionné dans la première base où il est trouvé. Pour les spectres en énergie présentés ci-dessous, les bases de données utilisées sont les suivantes, par ordre de priorité : 29 noyaux mesurés par Greenwood *et al.* par la méthode de Spectroscopie Gamma par Absorption Totale (méthode TAGS) [15], 7 noyaux mesurés très récemment par la même méthode par A. Algora *et al.* [16], les données expérimentales de Tengblad *et al.* (85 noyaux) [6], les données expérimentales provenant de la base JEFF31 [12], JENDL2000 [14] puis ENSDF [17], complétés par des spectres calculés par la Gross Theory [18].

Dans la référence [9], nous avons expliqué que les données mesurées par O. Tengblad *et al.* étaient suspectées de souffrir d'un biais systématique, dû à l'emploi du  $^{91}\text{Rb}$  pour la procédure de calibration, noyau suspecté de souffrir de l'effet *Pandemonium*. Dans notre nouveau calcul nous avons donc remplacé les données de Tengblad par les données TAGS lorsqu'elles existent, ce qui n'était pas le cas dans les calculs de [9]. Il est cependant important de conserver les données de Tengblad dans le calcul, car elles corrigent de l'effet Pandemonium un bon nombre de spectres des bases de données évaluées.

## II.3.2 Résultats d'évolution obtenus avec MURE

Il nous reste maintenant à recombinaison la partie de simulation du réacteur avec la partie de reconstruction des spectres, en commençant par une géométrie très simple : nous avons procédé à la simulation de sphères d'actinides. Cette étape va nous permettre, dans un premier temps, de tester notre reconstruction de spectres  $\beta$  (et la conversion en spectre  $\bar{\nu}_e$  associée) de noyaux connus afin de valider notre simulation et notre reconstruction de spectre. Ce premier point nous permettra, dans un deuxième temps, de prédire les spectres  $\beta$  non encore mesurés expérimentalement. À partir de ces résultats, nous pourrions construire un outil de décision permettant d'évaluer si le noyau qui fissionne est bien celui annoncé. Ce point fera l'objet de la section II.4.

Nous commençons par regarder nos spectres reconstruits ([11]) présentés fig. II.3.4, que nous comparons aux spectres reconstruits par P. Huber, en insert.

Dans la figure II.3.4, les spectres des noyaux  $^{235}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$ ,  $^{241}\text{Pu}$  et  $^{238}\text{U}$  sont présentés avec des bins de 100 keV. Ils ont été obtenus en utilisant les dernières données TAS pour les noyaux  $^{102;104-107}\text{Tc}$ ,  $^{105}\text{Mo}$  et  $^{101}\text{Nb}$  et avec le choix dans les bases de données tel que mentionné supra (II.3.1.3). Il convient de noter qu'au sein d'un réacteur, les actinides avec de faibles endpoints, en dessous du seuil de détection pour la réaction  $\beta$ -inverse, contribuent fortement au spectre, mais ne sont pas inclus dans notre reconstruction dans la mesure où leur contribution ne sera pas détectée. Les comparaisons en inserts entre nos spectres [11] et ceux reconstruits par P. Huber [10] montrent un écart de  $\pm 10\%$  jusque 7 MeV pour les isotopes, puis un écart de  $\pm 20\%$  entre 7 MeV et 8 MeV. Pour l' $^{235}\text{U}$ , le rapport est toujours inférieur à 1 sur toute la plage en énergie, toujours dans une enveloppe de 10%. Nous obtenons des rapports similaires pour les spectres  $\bar{\nu}_e$  ; la figure correspondante est présentée dans notre article [11].

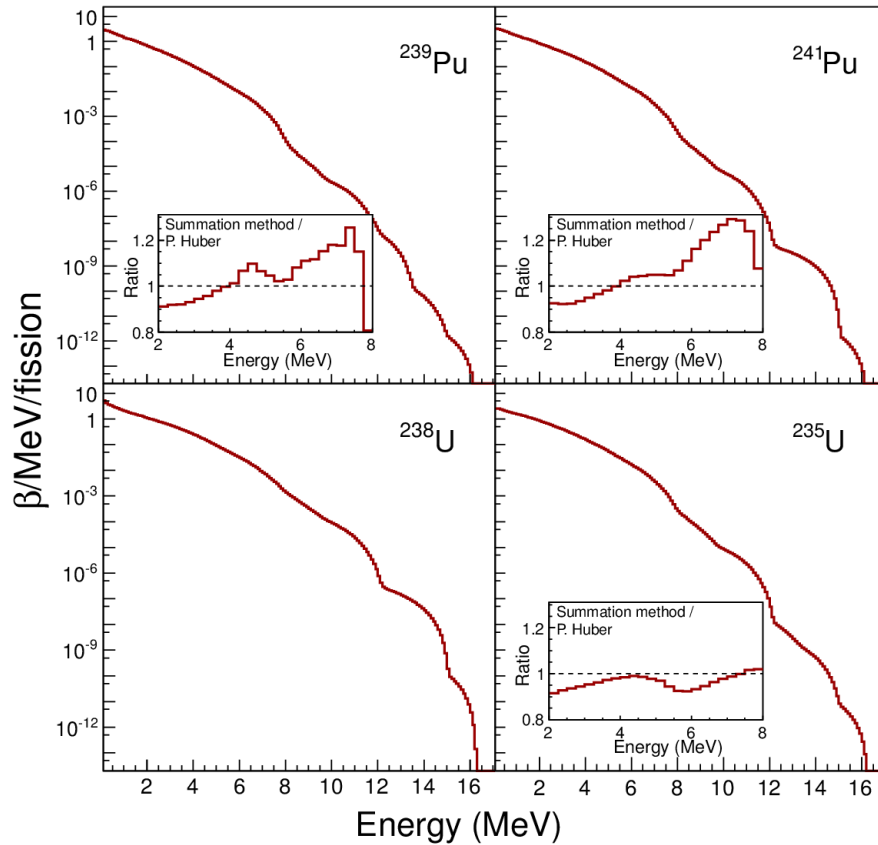


FIGURE II.3.4 – Comparaison entre le spectre  $\beta$  reconstruit pour une fission d' $^{235}\text{U}$ , de  $^{239}\text{Pu}$ , de  $^{241}\text{Pu}$  avec notre méthode de reconstruction, et celle de P. Huber. En bas, à gauche, notre prédiction pour une fission d' $^{238}\text{U}$  présentée dans l'article [11]

## II.3.3 Construction par sommation du spectre d' $\bar{\nu}_e$ attendu par noyau fissile

### II.3.3.1 Sphère d' $^{235}\text{U}$

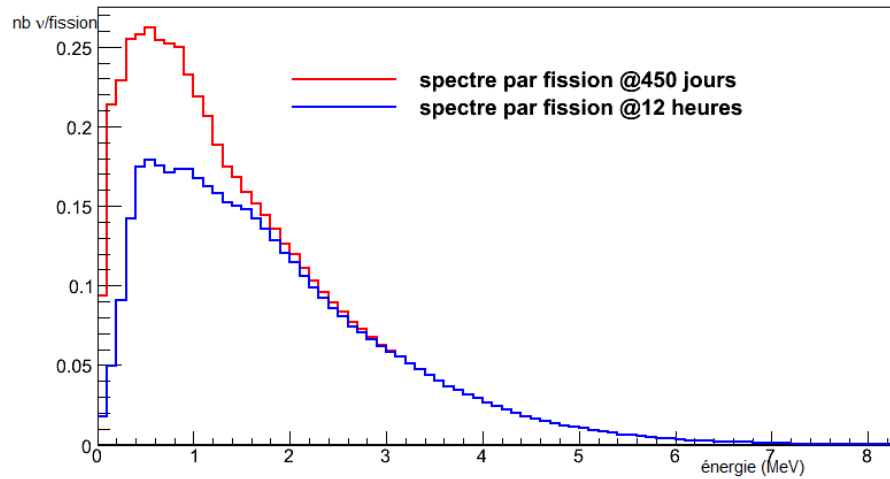
Nous reconstruisons en premier lieu le spectre émis par fission de l' $^{235}\text{U}$ . La géométrie utilisée est un boulet de grandes dimensions : nous avons repris la même géométrie qu'un boulet de VHTR de PuOx (cette géométrie est explicitée section III.2), mais nous en avons multiplié toutes les dimensions par 100. Les neutrons sont modérés par le graphite du boulet. Nous utilisons le calcul multi-groupes par défaut de MURE. Nous suivons 100 000 neutrons avec 70 cycles inactifs et 50 cycles actifs. Ce réglage est adopté pour tous les noyaux fissiles pour obtenir leur spectre thermique. Avec ce réglage, nous obtenons le spectre II.3.5 :

La figure II.3.5 présente le spectre en énergie (en MeV sur l'axe des abscisses) des  $\bar{\nu}_e$  émis par fission de l' $^{235}\text{U}$  à 12h, ce qui correspond aux spectres fournis par [10], ce qui nous permettra de nous comparer. Nous présentons le spectre à 450 jours car c'est la durée d'irradiation à laquelle on considère que le combustible est à l'équilibre. Les données du tableau II.3.2 correspondent justement à l'équilibre (donc 450 jours). Les auteurs, que nous noterons H.&S., de [23] ont réalisé un fit polynomial des spectres  $\bar{\nu}_e$  de Schreckenbach *et al.* auquel nous nous comparerons. La comparaison aux spectres de ref. [10] sera faite dans le paragraphe II.3.3.4.

Les données du tableau II.3.2 montrent que nous sommes à moins de 5% d'écart des données de H.&S..

### II.3.3.2 Sphère de $^{239}\text{Pu}$

Le  $^{239}\text{Pu}$  étant potentiellement utilisé aussi bien dans des réacteurs à neutrons thermiques que dans des réacteurs à neutrons rapides, nous présenterons un spectre pour chaque domaine d'énergie.

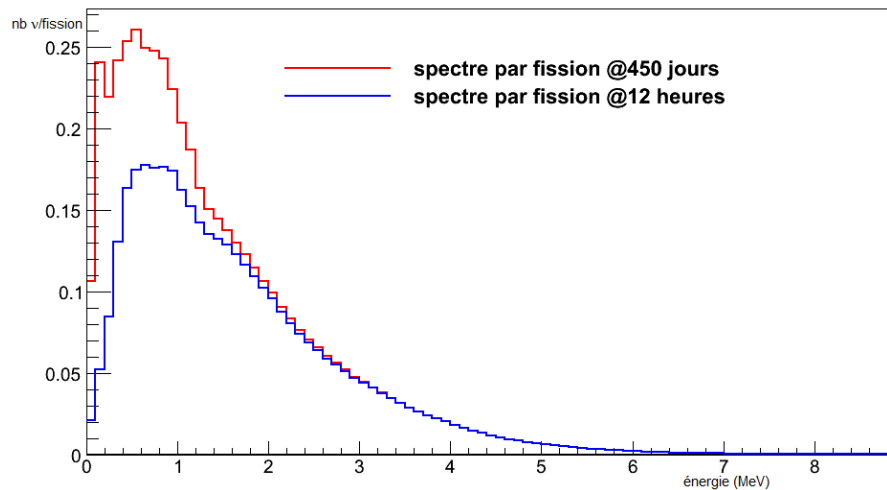
FIGURE II.3.5 – Reconstruction du spectre  $\bar{\nu}_e$  de l' $^{235}\text{U}$  selon notre procédure : à 12h et à 450 jours

Noyaux	$^{235}\text{U}$	H.&S.	écart (%)
Énergie moyenne des $\bar{\nu}_e$ émis	1.55	1.46	+6.2
Nombre moyen d' $\bar{\nu}_e$ émis par fission	5.55	5.58	-0.5
idem avec une énergie > 1.8 MeV	1.84	1.92	-4.1

TABLE II.3.2 – Énergie moyenne et nombre moyen d' $\bar{\nu}_e$  émis par fission à l'équilibre (450 jours)

### En spectre thermique

Nous calculons dans des conditions identiques à celle de l' $^{235}\text{U}$  le spectre  $\bar{\nu}_e$  émis par fission de  $^{239}\text{Pu}$ , que nous présentons fig. II.3.6.

FIGURE II.3.6 – Reconstruction du spectre  $\bar{\nu}_e$  du  $^{239}\text{Pu}$  en spectre thermique

Noyaux	$^{239}\text{Pu}$	H.&S.	écart (%)
Énergie moyenne des $\bar{\nu}_e$ émis	1.40	1.32	+6.1
Nombre moyen d' $\bar{\nu}_e$ émis par fission	4.93	5.09	-3.2
idem, énergie > 1.8 MeV	1.40	1.45	-3.4

TABLE II.3.3 – Énergie moyenne et nombre moyen d' $\bar{\nu}_e$  émis par fission (spectre thermique)

Le tableau II.3.3 montre de nouveau que nous sommes éloignés de moins de 5% des données de H.&S. avec une normalisation plus basse.

### En spectre épithermique

Pour réaliser un spectre épithermique, nous avons pris deux sphères imbriquées, de grandes dimensions sans modérateur composées de Pu métal (sphère intérieure) et de PuOx (sphère extérieure) délivrant 100 MW. Nous suivons 1 000 000 de neutrons en utilisant 50 cycles inactifs et 50 cycles actifs et l'option multi-groupes.

La simulation fournit la fig. II.3.7 :

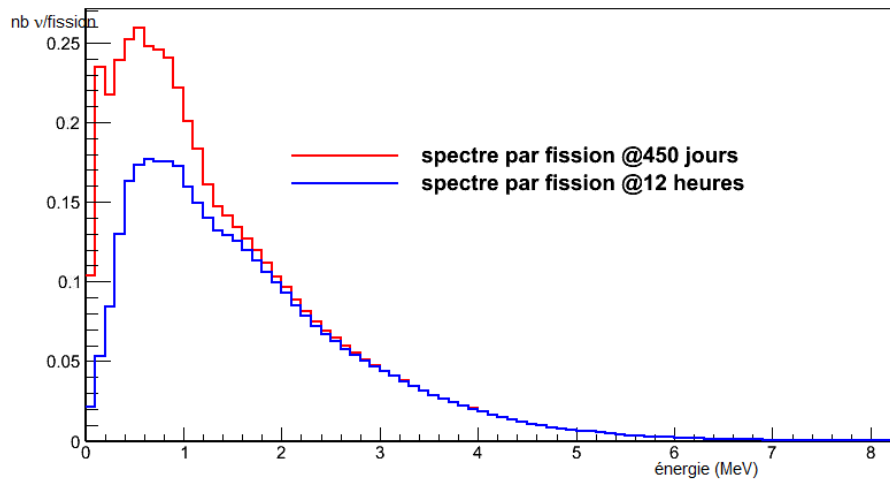


FIGURE II.3.7 – Reconstruction du spectre  $\bar{\nu}_e$  du  $^{239}\text{Pu}$  en spectre épithermique

Les données concernant les  $\bar{\nu}_e$  émis pour le  $^{239}\text{Pu}$  avec des fissions dans le domaine épithermique sont listées dans le tableau II.3.4.

Noyaux	$^{239}\text{Pu}$ -épithermique
Énergie moyenne des $\bar{\nu}_e$ émis	1.41
Nombre moyen d' $\bar{\nu}_e$ émis par fission	4.863
idem, énergie > 1.8 MeV	1.388

TABLE II.3.4 – Énergie moyenne et nombre moyen d' $\bar{\nu}_e$  émis par fission de  $^{239}\text{Pu}$  dans le domaine épithermique

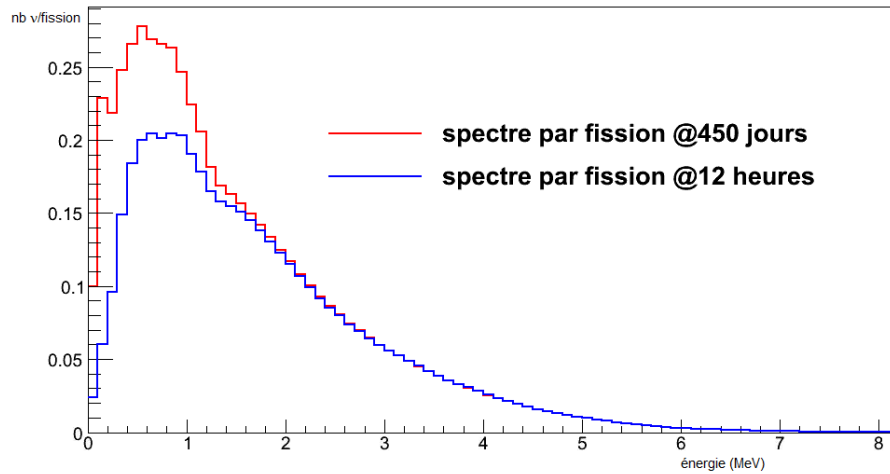
Si l'on regarde les écarts entre le nombre d' $\bar{\nu}_e$  d'énergie > 1.8 MeV émis en fonction de l'énergie du neutron incident pour le  $^{239}\text{Pu}$  (thermique et épithermique), on trouve 0.9%.

### II.3.3.3 Sphère de $^{241}\text{Pu}$

#### Dans le domaine thermique

De même que le  $^{239}\text{Pu}$ , le  $^{241}\text{Pu}$  est un contributeur aux fissions aussi bien dans des réacteurs à neutrons thermiques que rapides. Le spectre thermique est présenté fig. II.3.8.

Le tableau II.3.5 montre que le nombre d' $\bar{\nu}_e$  détectables émis par fission calculé par nos soins est inférieur de 3% au calcul de H.&S..

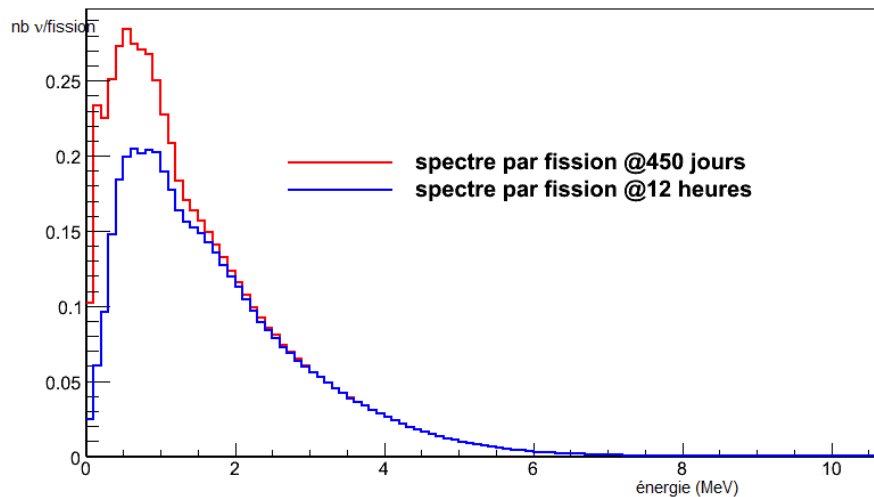
FIGURE II.3.8 – Reconstruction du spectre  $\bar{\nu}_e$  du  $^{241}\text{Pu}$  dans le domaine thermique

Noyaux	$^{241}\text{Pu}$	H.&S.	écart (%)
Énergie moyenne des $\bar{\nu}_e$ émis	1.51	1.44	+4.9
Nombre moyen d' $\bar{\nu}_e$ émis par fission	5.549	5.89	-5.8
idem, énergie > 1.8 MeV	1.775	1.83	-3.0

TABLE II.3.5 – Énergie moyenne et nombre moyen d' $\bar{\nu}_e$  émis par fission

### Dans le domaine épithermique

Nous utilisons la même géométrie avec les mêmes réglages de MURE que pour le  $^{239}\text{Pu}$  en spectre épithermique, et nous obtenons la fig. II.3.9.

FIGURE II.3.9 – Reconstruction du spectre  $\bar{\nu}_e$  du  $^{241}\text{Pu}$  en spectre épithermique

Les données concernant les  $\bar{\nu}_e$  émis pour le  $^{241}\text{Pu}$  avec des fissions dans le domaine épithermique sont présentées dans le tableau II.3.6.

Le  $^{241}\text{Pu}$  fournit plus de neutrons que le  $^{239}\text{Pu}$  que ce soit dans le domaine thermique (+7.9%) ou le domaine épithermique (+7.9% également).

Noyaux	$^{241}\text{Pu}$ -épithermique
Énergie moyenne des $\bar{\nu}_e$ émis	1.51
Nombre moyen d' $\bar{\nu}_e$ émis par fission	5.611
idem, énergie > 1.8 MeV	1.780

TABLE II.3.6 – Énergie moyenne et nombre moyen d' $\bar{\nu}_e$  émis par fission de  $^{241}\text{Pu}$  dans le domaine épithermique

### II.3.3.4 Bilan partiel pour les calculs possédant des données auxquelles se comparer

En reprenant les données obtenues pour les noyaux  $^{235}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$  et  $^{241}\text{Pu}$  en spectre thermique, nous voyons que nous sommes en bon accord avec les calculs de H.&S., avec les écarts rappelés dans le tableau II.3.7 pour les  $\bar{\nu}_e$  d'énergie supérieure à 1.8MeV :

$^{235}\text{U}$	$^{239}\text{Pu}$	$^{241}\text{Pu}$
-4.1%	-3.4%	-3%

TABLE II.3.7 – Écarts en nombre d' $\bar{\nu}_e$  émis et détectables par fission des principaux noyaux fissiles, entre nos calculs, et les données de H.&S.

Par ailleurs, les calculs de P. Huber[10] donnent les nombres d' $\bar{\nu}_e$  émis par fission d'énergie >1.875MeV. Nous recalculons donc nos spectres en les prenant non pas à partir de 1.8 MeV mais à partir de 1.9 MeV (ce qui nous rend davantage comparable) :

Noyaux	$^{235}\text{U}$	$^{239}\text{Pu}$	$^{241}\text{Pu}$
<b>Calcul P. Huber</b>	1.858	1.406	1.782
<b>Notre calcul</b>	1.665	1.260	1.632
<b>Écart avec notre calcul</b>	10.39%	10.38%	8.42%

TABLE II.3.8 – Nombre d' $\bar{\nu}_e$  émis et détectables par fission des principaux noyaux fissiles calculés par P. Huber.

Le tableau II.3.8 montre que nous avons des écarts importants avec le calcul réalisé par P. Huber (écarts  $\approx 10\%$ ). Ces écarts sont en grande partie liés à la différence de binning des spectres, P. Huber utilisant des bins de 250 keV. La sensibilité à la largeur des bins est manifestement très forte (pour nos bins de 100 keV prendre en compte ou non le bin de 1.8MeV à 1.9 MeV induit un écart de 9.5% entre les deux calculs), ce qui tend à exiger pour l'avenir des spectres soient simulés avec des bins plus fins (de l'ordre de 25 à 50 keV).

En revanche, si on regarde les rapports entre les normalisations pour nos calculs, ceux de H.&S., puis ceux de P. Huber, on trouve :

calcul	$^{235}\text{U}/^{239}\text{Pu}$	$^{235}\text{U}/^{241}\text{Pu}$	$^{239}\text{Pu}/^{241}\text{Pu}$
Notre calcul	1.315	1.037	0.789
Calcul H.&S.	1.324	1.049	0.792
Calcul P. Huber	1.321	1.043	0.789

TABLE II.3.9 – Écarts en nombre d' $\bar{\nu}_e$  émis et détectables par fission des principaux noyaux fissiles, entre nos calculs, ceux de H.&S. et ceux de P. Huber

Le tableau II.3.9 montre que les rapports de nombre d' $\bar{\nu}_e$  émis et détectables par fission des principaux noyaux fissiles sont proches, quel que soit le calcul.

### II.3.4 Prédictions des spectres $\bar{\nu}_e$ pour les noyaux fissiles et/ou fissibles

En utilisant la même méthode que précédemment que nous pouvions comparer à des prédictions antérieures, nous allons maintenant proposer les prédictions de spectres  $\bar{\nu}_e$  pour des noyaux dont les spectre  $\beta$  globaux ne sont pas connus expérimentalement, mais qui constituent déjà ( $^{238}\text{U}$ ) ou à l'avenir, des noyaux importants pour le fonctionnement de réacteurs nucléaires.

Nous utiliserons les mêmes géométries que précédemment, avec les mêmes setups pour les domaines thermique et épithermique.

#### II.3.4.1 Prédictions pour le noyau d' $^{238}\text{U}$

La simulation porte sur une sphère d' $^{238}\text{U}$  pour le domaine épithermique fig. II.3.10 :

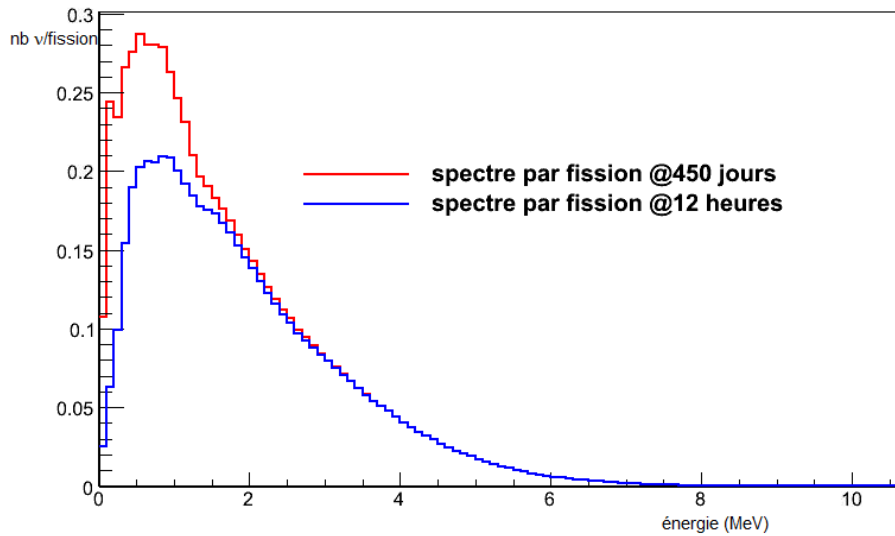


FIGURE II.3.10 – Reconstruction du spectre  $\bar{\nu}_e$  de l' $^{238}\text{U}$

Nous nous comparons à la prédiction antérieure de [19] pour le noyau d' $^{238}\text{U}$ , TABL. II.3.10 :

Noyaux	$^{238}\text{U}$	référence	écart (%)
Énergie moyenne des $\bar{\nu}_e$ émis	1.7	1.56	+9.0
Nombre moyen d' $\bar{\nu}_e$ émis par fission	6.604	6.69	-1.3
idem, énergie > 1.8 MeV	2.483	2.28	+8.9

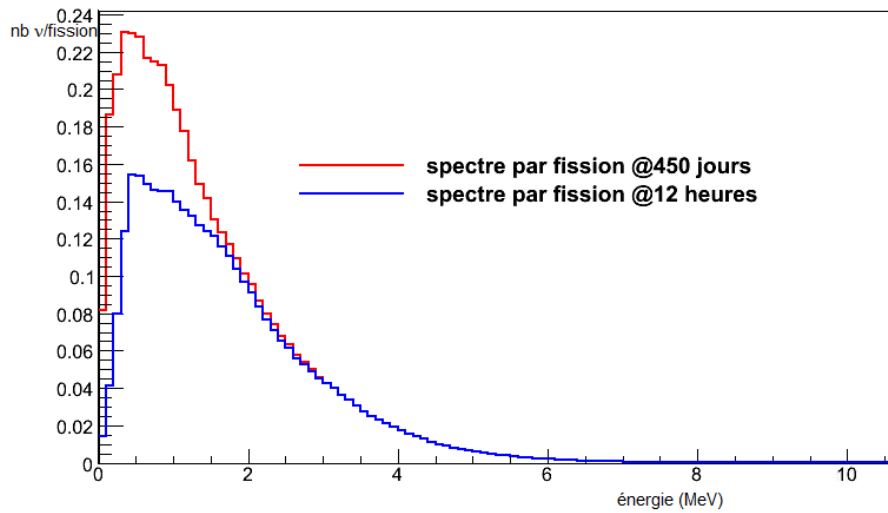
TABL II.3.10 – Énergie moyenne et nombre moyen d' $\bar{\nu}_e$  émis par fission

Notre reconstruction est en accord à moins de 10% avec la prédiction de [19], elle fait l'objet d'un article soumis à PRL [11]. La raison de cet écart est liée à la forme du spectre reconstruit (en effet, sans le seuil en énergie de 1.8 MeV, notre calcul est inférieur de 1.3%, ce qui montre que nous sous-estimons la partie <1.8 MeV du spectre, et nous surestimons l'autre partie par rapport à l'autre prédiction.

#### II.3.4.2 Prédictions pour le noyau d' $^{233}\text{U}$

Notre simulation d'un spectre thermique pour l' $^{233}\text{U}$  est représentée fig. II.3.11 :

Les données du tableau II.3.11 montrent que l' écart entre le nombre d' $\bar{\nu}_e$  d'énergie > 1.8MeV par fission d' $^{233}\text{U}$  et celui d' $^{235}\text{U}$  II.3.2 est de -26 %.

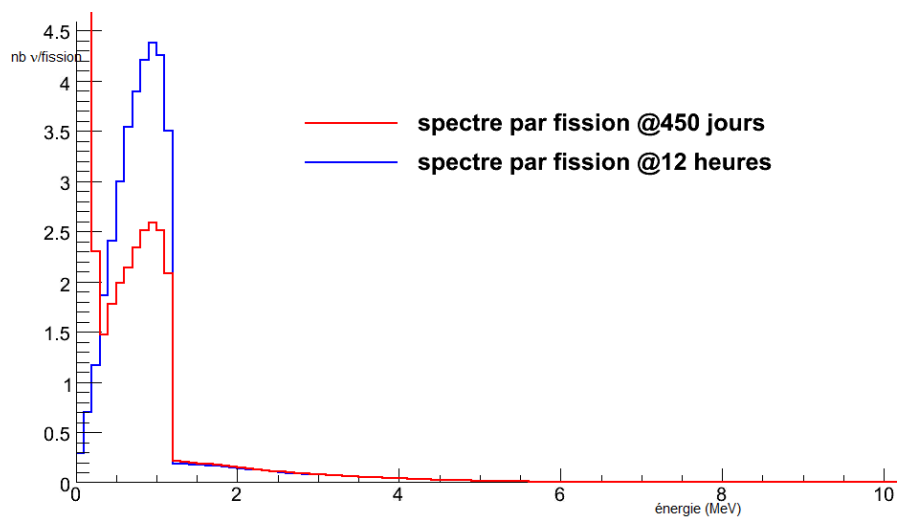
FIGURE II.3.11 – Reconstruction du spectre  $\bar{\nu}_e$  de l' $^{233}\text{U}$ 

Noyaux	$^{233}\text{U}$
Énergie moyenne des $\bar{\nu}_e$ émis	1.44
Nombre moyen d' $\bar{\nu}_e$ émis par fission	4.552
idem, énergie > 1.8 MeV	1.35

TABLE II.3.11 – Énergie moyenne et nombre moyen d' $\bar{\nu}_e$  émis par fission

### II.3.4.3 Prédictions pour le noyau de $^{232}\text{Th}$

Le spectre de  $^{232}\text{Th}$  est réalisé pour un spectre épithermique. La fig. II.3.12 en montre le spectre. Pour ce noyau, contrairement aux autres, nous avons laissé apparaître la contribution des actinides mineurs produits par capture afin de mettre en évidence leur contribution au nombre total d' $\bar{\nu}_e$  émis par fission. Dans ce cas, le  $^{233}\text{Th}$  et le  $^{233}\text{Pa}$ . Comme on peut le voir, cette contribution domine largement celle des PF, mais s'arrête avant 1.8 MeV, elle n'est donc pas détectable.

FIGURE II.3.12 – Reconstruction du spectre  $\bar{\nu}_e$  du  $^{232}\text{Th}$ 

Le tableau II.3.12 indique donc que le nombre d' $\bar{\nu}_e$  émis et détectables par fission est de 2.45. Ce nombre est à comparer aux 2.483 calculés pour l' $^{238}\text{U}$ , le  $^{232}\text{Th}$  ayant le même rôle que l' $^{238}\text{U}$  pour un combustible innovant  $^{232}\text{Th}/^{233}\text{U}$ .

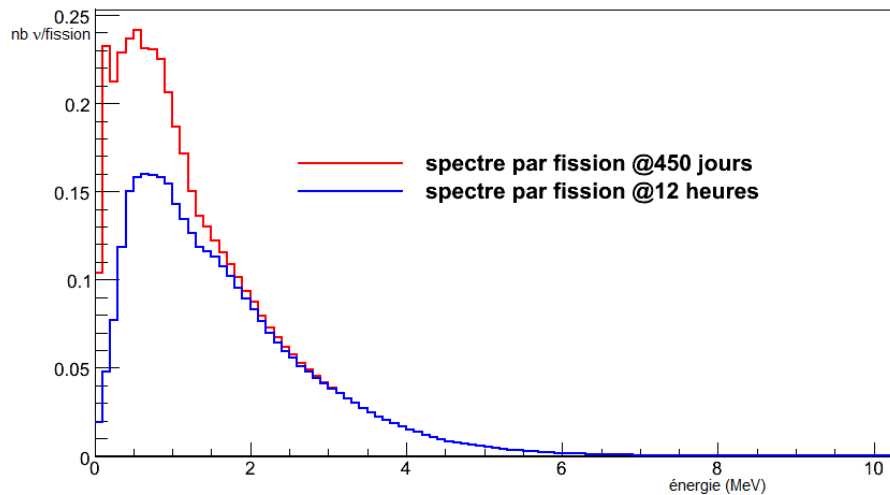


Noyaux	$^{232}\text{Th}$
Nombre moyen d' $\bar{\nu}_e$ émis par fission d'énergie > 1.8 MeV	2.45

TABLE II.3.12 – nombre d' $\bar{\nu}_e$  émis par fission avec une énergie > 1.8 MeV

#### II.3.4.4 Prédictions pour le noyau de $^{238}\text{Pu}$

Le spectre du  $^{238}\text{Pu}$  est calculé dans le domaine épithermique.

FIGURE II.3.13 – Reconstruction du spectre  $\bar{\nu}_e$  du  $^{238}\text{Pu}$ 

Noyaux	$^{238}\text{Pu}$
Énergie moyenne des $\bar{\nu}_e$ émis	1.36
Nombre moyen d' $\bar{\nu}_e$ émis par fission	4.487
idem, énergie > 1.8 MeV	1.219

TABLE II.3.13 – Énergie moyenne et nombre moyen d' $\bar{\nu}_e$  émis par fission de  $^{238}\text{Pu}$ 

Le nombre d' $\bar{\nu}_e$  émis par le  $^{238}\text{Pu}$  est plus faible que celui du  $^{239}\text{Pu}$ . Nous verrons que le  $^{238}\text{Pu}$  est amené à avoir une contribution importante dans le cadre de l'incinération des AM en couverture avec des réacteurs à neutrons rapides (RNR).

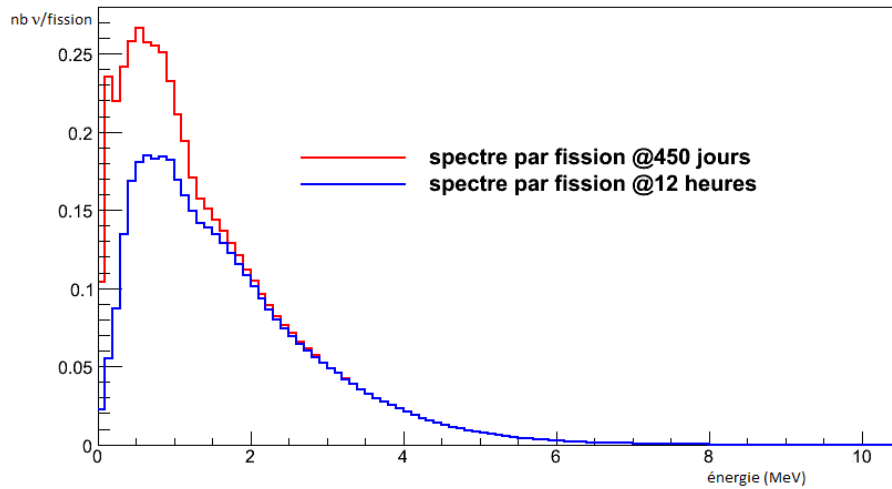
#### II.3.4.5 Prédictions pour le noyau de $^{240}\text{Pu}$

Le spectre du  $^{240}\text{Pu}$  est calculé dans le domaine épithermique.

Noyaux	$^{240}\text{Pu}$
Énergie moyenne des $\bar{\nu}_e$ émis	1.45
Nombre moyen d' $\bar{\nu}_e$ émis par fission	5.158
idem, énergie > 1.8 MeV	1.545

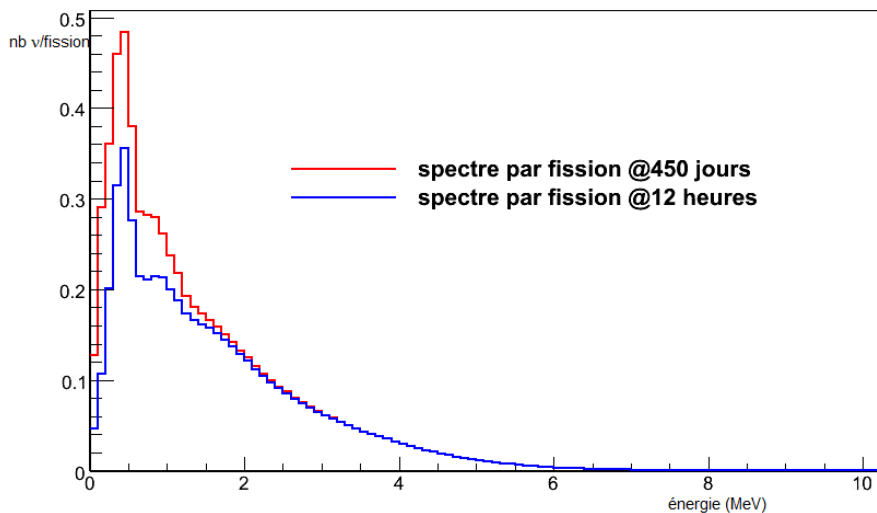
TABLE II.3.14 – Énergie moyenne et nombre moyen d' $\bar{\nu}_e$  émis par fission

Le  $^{240}\text{Pu}$  a une contribution importante dans le fonctionnement des réacteurs à neutrons rapides.

FIGURE II.3.14 – Reconstruction du spectre  $\bar{\nu}_e$  du  $^{240}\text{Pu}$ 

#### II.3.4.6 Prédictions pour le noyau de $^{242}\text{Pu}$

Le spectre du  $^{242}\text{Pu}$  est calculé dans le domaine épithermique, comme les autres noyaux pairs.

FIGURE II.3.15 – Reconstruction du spectre  $\bar{\nu}_e$  du  $^{242}\text{Pu}$ 

Noyaux	$^{242}\text{Pu}$
Énergie moyenne des $\bar{\nu}_e$ émis	1.43
Nombre moyen d' $\bar{\nu}_e$ émis par fission	6.651
idem, énergie > 1.8 MeV	1.962

TABLE II.3.15 – Énergie moyenne et nombre moyen d' $\bar{\nu}_e$  émis par fission de  $^{242}\text{Pu}$ 

La contribution du  $^{243}\text{Pu}$  ( $Q_\beta = 582$  keV) est prédominante dans la partie basse énergie du spectre.

### II.3.5 Bilan

Grâce à notre outil de simulation, et l'implémentation d'une méthode de construction des spectres  $\bar{\nu}_e$  par sommation des contributions des PF, nous avons pu reconstruire les spectres de plusieurs noyaux fissiles et/ou fertiles. Nous avons commencé par reconstruire des spectres pour lesquels il existait des données

expérimentales auxquelles se comparer, afin de vérifier la validité de notre méthode. Ensuite, nous avons construit les spectres pour des noyaux non connus expérimentalement, mais d'importance pour les réacteurs actuels ( $^{238}\text{U}$ ), ou innovants (cycle thorium :  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{233}\text{U}$ , RNR - domaines épithermiques pour  $^{239}\text{Pu}$ ,  $^{241}\text{Pu}$  puis  $^{238}\text{Pu}$ ,  $^{240}\text{Pu}$  et  $^{242}\text{Pu}$ ). Ces spectres sont bien sûr dépendants de la précision de nos connaissances des taux de production des PF et du comportement neutronique des noyaux produits (ce que nous avons illustré par l'exemple du  $^{135}\text{Xe}$ ).

Le caractère générique de notre outil permet de générer tout spectre  $\bar{\nu}_e$  associé à un noyau pour lequel il existe des données concernant les taux de production des PF.

Enfin, nous fournissons la fig. II.3.16 qui récapitule l'ensemble des résultats de nos calculs.

Noyau	Domaine d'énergie des neutrons incidents	$E_{\text{moy}} \bar{\nu}_e$ calculé avec MURE	$E_{\text{moy}} \bar{\nu}_e$ antérieur	Écart des $E_{\text{moy}} \bar{\nu}_e$	Nb $\bar{\nu}_e$ /fission calculé avec MURE	Nb $\bar{\nu}_e$ /fission antérieur	Écart des $\bar{\nu}_e$ /fission	Nb $\bar{\nu}_e$ /fission d'énergie >1.8 MeV calculé avec MURE	Nb $\bar{\nu}_e$ /fission d'énergie >1.8 MeV antérieur	Écart des $\bar{\nu}_e$ /fission d'énergie >1.8 MeV
<sup>232</sup> Th	épithermique	/	/	/	/	/	/	2,485	/	/
<sup>233</sup> U	thermique	1,44	/	/	4,552	/	/	1,35	/	/
<sup>235</sup> U	thermique	1,55	1,46	6,2%	5,553	5,58	-0,5%	1,841	1,92	-4,1%
<sup>238</sup> U	épithermique	1,7	1,56	9,0%	6,604	6,69	-1,3%	2,483	2,28	8,9%
<sup>238</sup> Pu	épithermique	1,36	/	/	4,487	/	/	1,219	/	/
<sup>239</sup> Pu	thermique	1,4	1,32	6,1%	4,926	5,09	-3,2%	1,4	1,45	-3,4%
	épithermique	1,41	/	/	4,863	/	/	1,388	/	/
<sup>240</sup> Pu	épithermique	1,45	/	/	5,158	/	/	1,545	/	/
<sup>241</sup> Pu	thermique	1,51	1,44	4,9%	5,549	5,89	-5,8%	1,775	1,83	-3,0%
	épithermique	1,51	/	/	5,611	/	/	1,78	/	/
<sup>242</sup> Pu	épithermique	1,43	/	/	6,651	/	/	1,962	/	/

TABLE II.3.16 – Énergie moyenne et nombre moyen d' $\bar{\nu}_e$  émis par fission obtenus avec nos simulations

## Bibliographie

- [1] K. Schreckenbach *et al.*, Phys. Lett. **99B**, 251 (1981).
- [2] K. Schreckenbach *et al.*, Phys. Lett. **160B**, 325 (1985).
- [3] F. von Feilitzsch, A. A. Hahn and K. Schreckenbach, Phys. Lett. **118B**, 162 (1982).
- [4] A.A. Hahn, K. Schreckenbach, W. Gelletly, F.V. Feilitzsch, G. Colvin, B. Krusche, Phys. Lett. **B218** (1989) 365.
- [5] A.A Hahn *et al.*, Phys. Lett. **B218** (1989) 325.
- [6] O. Tengblad *et al.*, Nuclear Physics **A503** (1989) 136-160. G. Rudstam *et al.*, Atomic Data and Nucl. Data Tables **45**, (1990) 239-320.
- [7] Bemporad *et al.*, Rev. of Mod. Phys., Vol. 74, (2002).
- [8] P. Vogel, Phys. Rev. C **76**, 025504 (2007)
- [9] Th. Mueller *et al.*, Phys. Rev. **C83**, 054615 (2011).
- [10] P. Huber, Phys. Rev. **C84**, 024617 (2011).
- [11] M. Fallot, S. Cormon, M. Estienne *et al.*, New antineutrino energy spectra predictions from the summation of beta decay branches of the fission products, accepté par Phys. Rev. Lett., arXiv 1208.3877
- [12] Jeff and eff projects <http://www.oecdnea.org/dbdata/jeff/>, URL <http://www.oecdnea.org/dbdata/jeff/>.
- [13] J. C. Hardy *et al.*, Phys. Lett. **B71**, (1977) 307.  
J. C. Hardy, B. Jonson and P. G. Hansen, Phys. Lett. **B136**, 331 (1984).
- [14] T. Nakagawa *et al.*, J. Nucl. Sci. Technol. **32**, 1259 (1995).
- [15] R.C. Greenwood, R.G. Helmer, M.H. Putnam, K.D. Watts, *Measurement of  $\beta^-$ -decay intensity distributions of several fission-product isotopes using a total absorption  $\gamma$ -ray spectrometer*, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., A **390** (1997) 95-154.
- [16] A. Algorta *et al.*, Phys. Rev. Lett. **105**, 202501 (2010).
- [17] ENSDF, <http://www.nndc.bnl.gov/ensdf>.
- [18] K. Takahashi and M. Yamada, Prog. Theo. Phys. vol. **41** (1969) n.6. H. Nakata, T. Tachibana and M. Yamada, Nucl. Phys. **A521** (1997).
- [19] P. Vogel *et al.*, Phys. Rev. C, **24**, 1543 (1981).
- [20] V. Kolhinen *et al.*, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. **A528**, 776 (2004).
- [21] D. Cano-Ott *et al.*, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. **A430**, 488 (1999); 430, 333 (1999).
- [22] J. L. Tain and D. Cano-Ott, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. **A571**, 728 (2007); 571, 719 (2007).
- [23] P. Huber & Th. Schwetz, *Precision spectroscopy with reactor anti-neutrinos*, arXiv :hep-ph/0407026v2 14 Oct 2004



## II.4. Le test de prolifération

*Je vais vous mettre d'accord. Vous avez un peu raison tous les deux. Lorsqu'on sonne à la porte, des fois il y a quelqu'un, d'autres fois il n'y a personne.*

J. Cocteau

### Sommaire

II.4.1	Présentation du test de Kolmogorov-Smirnov . . . . .	101
II.4.2	Validation du test de Kolmogorov-Smirnov pour distinguer les signatures des actinides	102
II.4.2.1	Réglage du test de Kolmogorov-Smirnov . . . . .	103
II.4.2.2	Sensibilité du test au binning . . . . .	105
II.4.3	Test du $\chi^2$ - domaine de validité . . . . .	106
II.4.3.1	Formulation du test du $\chi^2$ . . . . .	106
II.4.3.2	Exemple de test valide du $\chi^2$ . . . . .	106
II.4.4	Application à la détection d'un comportement proliférant . . . . .	107
II.4.4.1	Vérification du réglage des plages de comptage pour le test du $\chi^2$ . . . . .	108
II.4.5	Discussion du risque de fausse alerte . . . . .	108
	Bibliographie . . . . .	109

IL NOUS RESTE MAINTENANT à mettre au point un test permettant de décider si l'écart à la normalité induit par un détournement de matière fissile est suffisant pour conclure à un détournement. Pour cela, nous allons partir des résultats précédents et nous allons discuter des outils qui sont à notre disposition. Nous présenterons dans la section II.3 les résultats pour les spectres  $\bar{\nu}_e$  obtenus pour les différents actinides. Nous verrons qu'ils présentent des écarts en allure et en normalisation. Ces spectres sont réalisés sur l'intervalle  $[0;20]MeV$  avec des bins de  $100keV$ .

Pour tirer le meilleur profit de ces différents écarts, la méthode de test la mieux appropriée *a priori* est la méthode de Kolmogorov-Smirnov. En effet, un tel test tient compte des écarts locaux et leur attribue un poids "absolu", contrairement au test du  $\chi^2$ , qui le moyenne.

Nous nous intéresserons tout de même au test du  $\chi^2$  afin de disposer de deux méthodes distinctes de test. Le test du  $\chi^2$  présente l'inconvénient de porter sur une loi discrète mais le fait qu'il moyenne les écarts bin à bin le rend moins sensible aux fluctuations statistiques.

### II.4.1 Présentation du test de Kolmogorov-Smirnov

Cette présentation du test de Kolmogorov-Smirnov (KS) repose sur [1] et sur le guide utilisateur de ROOT [2].

Le test de Kolmogorov-Smirnov est un test statistique permettant de tester si une distribution observée est conforme à une distribution théorique. Il est basé sur la comparaison des fonctions de répartition, qui doivent être continues, des deux distributions.

On considère un ensemble d'expériences  $(X_1, \dots, X_i, \dots, X_n)$ , qui constituent un  $n$ -échantillon de la variable

aléatoire  $X$ , de fonction de répartition  $F$ . On souhaite vérifier que  $F$  est la même fonction de répartition que notre hypothèse  $F_0$ .

Notons  $\mathcal{H}_0$  l'hypothèse selon laquelle  $F = F_0$  avec un risque d'erreur  $\alpha$ .

La fonction de répartition empirique du  $n$ -échantillon  $(X_1, \dots, X_i, \dots, X_n)$  est donnée par l'équation II.4.1 :

$$F_n(x) = \frac{1}{n} \sum_{k=1}^{k=n} \mathbb{I}_{]-\infty, x]}(X_k) \quad (\text{II.4.1})$$

La distance de KS de  $F_n$  à  $F_0$  est donnée par II.4.2 :

$$\Delta_{KS,n} = \sup_{i \in \{1, 2, \dots, n\}} \left\{ \left| \frac{i}{n} - F_0(X(i)) \right|, \left| \frac{i-1}{n} - F_0(X(i)) \right| \right\} \quad (\text{II.4.2})$$

et donc, la distance de  $F$  à  $F_0$  s'écrit :

$$\Delta_{KS} = \sup_{x \in \mathbb{R}} |F(x) - F_0(x)| \quad (\text{II.4.3})$$

Si l'hypothèse  $\mathcal{H}_0$  est vraie, alors la grandeur  $\sqrt{n}\Delta_n$  est bornée, et suit asymptotiquement une loi définie par sa fonction de répartition :

$$K(y) = \sum_{n=-\infty}^{n=+\infty} e^{-2n^2 y^2} \quad (\text{II.4.4})$$

En se donnant la confiance souhaitée  $\alpha$  (exemple : on veut 1% de risque d'erreur), il convient ensuite d'entrer dans le tableau des valeurs du test, qui donne  $c_n(1 - \alpha)$ . Si la valeur de  $\Delta_n$  est supérieure à cette valeur du tableau, alors le test est rejeté avec la certitude  $(1 - \alpha)$  (pour notre exemple, certitude de 99%).

En pratique, nous n'entrerons pas dans cette table, car, pour  $n > 35$ , la valeur seuil est donnée, pour obtenir une certitude de 99%, de  $\frac{1.629}{\sqrt{n}}$ .

On peut choisir, au lieu de comparer la distance KS au seuil, d'utiliser la  $p$ -valeur (niveau de probabilité) du test. Il s'agit de la probabilité que la statistique théorique sous  $\mathcal{H}_0$  soit supérieure à la statistique calculée. Concrètement, plus une  $p$ -valeur est proche de zéro (notamment inférieure à 0.01 si le niveau de confiance est de 0.99), plus on rejette  $\mathcal{H}_0$  avec certitude.

## II.4.2 Validation du test de Kolmogorov-Smirnov pour distinguer les signatures des actinides

Ce test est implémenté sous ROOT via la méthode `virtual Double_t KolmogorovTest(const TH1* h2, Option_t* option = "")` const applicable à des histogrammes. La probabilité de la compatibilité entre deux histogrammes est obtenue grâce à la commande :

```
histo_comportement_a_tester->KolmogorovTest(histo_comportement_de_réf, "option");
```

Par défaut, le résultat de ce test fourni par ROOT est la  $p$ -valeur du test [2].

Pour comparer des histogrammes, il convient de s'assurer que la largeur du binning est faible (mais aucun ordre de grandeur n'est fourni) devant le nombre d'événements par bin. Nos bins sont larges de 0.1. Nous regarderons la sensibilité du test à notre normalisation de spectre.



### II.4.2.1 Réglage du test de Kolmogorov-Smirnov

Afin de nous assurer de la validité de notre test, nous avons commencé par l'appliquer à la situation suivante :

Nous avons placé un détecteur de type NUCIFER à 7,5m de sphères de noyaux fissiles purs. Une sphère d' $^{235}\text{U}$ , une sphère de  $^{239}\text{Pu}$  puis une sphère de  $^{241}\text{Pu}$  : ces sphères possèdent toutes la même géométrie et délivrent la même puissance de 100 MW. Nous avons évalué le nombre d'événements détectés par plage d'énergie pour chacune de ces sphères à 450 jours d'évolution, puis nous avons effectué le test de Kolmogorov-Smirnov pour vérifier que nous pouvions distinguer ces sphères.

#### Test d'autocompatibilité d'une sphère d' $^{235}\text{U}$

Le premier test est de prendre en compte les barres d'erreurs qu'il nous faut placer sur la reconstruction du spectre bin à bin. D'après la réf. [?], ces erreurs sont de l'ordre de 10% à  $1\sigma$  pour chaque bin. Pour réaliser cette prise en compte, nous avons reconstruit le spectre en faisant un tirage aléatoire bin à bin dans une gaussienne centrée autour de la valeur du flux à une énergie donnée et d'écart-type 10% (cf. fig. II.4.1).

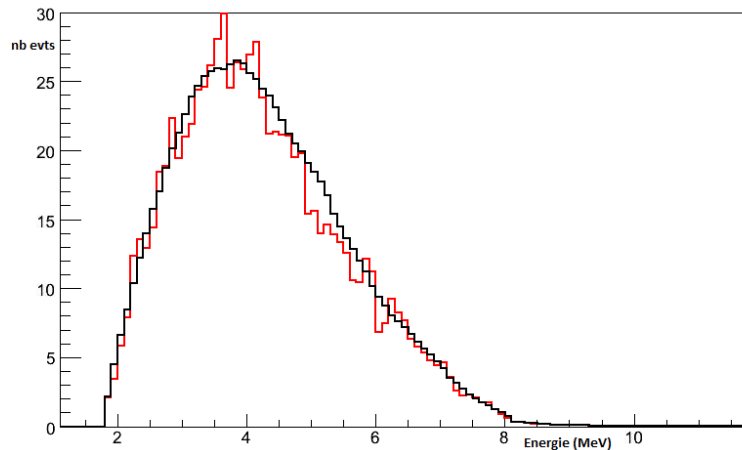


FIGURE II.4.1 – Écart entre le spectre calculé (en noir) et un spectre avec tirage aléatoire dans la barre d'erreur, bin à bin (en rouge)

Nous réalisons 10 000 tirages aléatoires et appliquons le test de Kolmogorov-Smirnov entre le spectre perturbé par le tirage aléatoire et le spectre de référence, en conservant les 200 bins du spectre. Nous obtenons, comme valeur moyenne sur les 10 000 tirages une probabilité de compatibilité de 0.9991% (la répartition des probabilités trouvées est présentée fig. II.4.2), et un écart en normalisation moyen de 1.2%. En conséquence, malgré la barre d'erreur de 10% bin à bin, un spectre d' $^{235}\text{U}$  est bien reconnu comme tel.

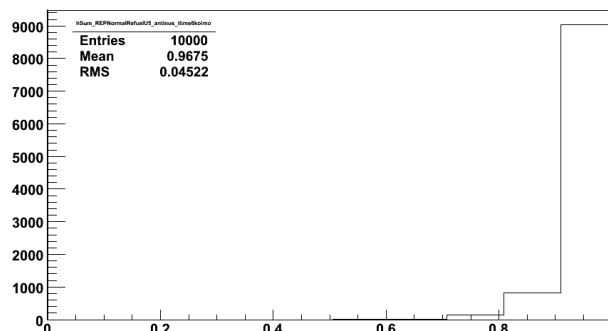


FIGURE II.4.2 – Répartition des résultats des tests de Kolmogorov pour 10 000 tirages aléatoires.

Nous avons réalisé les mêmes tests pour les deux autres sphères. Nous résumons dans le tableau II.4.1 les trois résultats obtenus :

Noyaux	$^{235}\text{U}$	$^{239}\text{Pu}$	$^{241}\text{Pu}$
Probabilité d'auto-compatibilité	0.9991	0.9993	0.9999
Écart moyen en normalisation	1.2 %	1.2 %	1.2 %

TABLE II.4.1 – Résumé des résultats obtenus pour le test de Kolmogorov pour 10 000 tirages aléatoires dans les barres d'erreur bin à bin

### Test de compatibilité d'une sphère d' $^{235}\text{U}$ avec une sphère de $^{239}\text{Pu}$

Maintenant que nous avons vérifié que la barre d'erreur sur les bins n'empêchait pas la reconnaissance d'un spectre perturbé par rapport à sa référence, nous pouvons appliquer notre test à deux spectres distincts afin de nous assurer que nous sommes en mesure de les discriminer. Nous appliquons donc, dans un premier temps, le test de Kolmogorov-Smirnov aux spectres émis par l' $^{235}\text{U}$  et le  $^{239}\text{Pu}$  (fig. II.4.3).

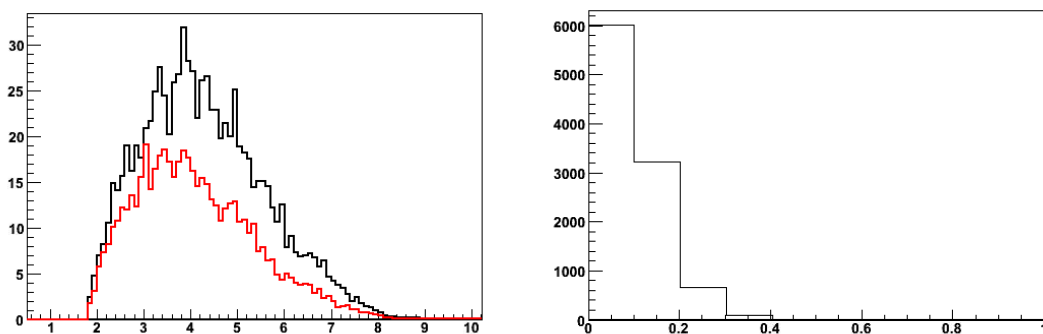


FIGURE II.4.3 – À gauche, les écarts entre le spectre  $^{235}\text{U}$  (en noir), et  $^{239}\text{Pu}$  (en rouge). À droite, le test de Kolmogorov-Smirnov indique une  $p$ -valeur moyenne de 0.1 entre les deux spectres, avec un écart en normalisation 36.6%.

La fig. II.4.3 montre les écarts entre les deux spectres, et la  $p$ -valeur du test de 0.1 : l'interprétation de cette  $p$ -valeur est que, regardant le spectre émis par une sphère, on prendra un risque de 10% de se tromper en concluant que la sphère émettrice n'est pas constituée d' $^{235}\text{U}$ .

### Test de compatibilité d'une sphère d' $^{235}\text{U}$ avec une sphère de $^{241}\text{Pu}$

Nous appliquons maintenant notre test aux spectres émis par l' $^{235}\text{U}$  et le  $^{241}\text{Pu}$  (fig. II.4.4), toujours pour 10000 tirages.

La fig. II.4.4 montre que les spectres  $^{235}\text{U}$  et  $^{241}\text{Pu}$  se ressemblent fortement et la  $p$ -valeur associée à leur comparaison vaut 0.84. Cela veut dire qu'au vu du spectre émis par du  $^{241}\text{Pu}$ , on prendra 84% de risque de se tromper en affirmant qu'il ne s'agit pas d' $^{235}\text{U}$ . On ne parviendra donc pas aisément à distinguer un combustible de  $^{241}\text{Pu}$  d'un combustible d' $^{235}\text{U}$  dans les conditions dans lesquelles la mesure est prise.

### Sensibilité du test à la statistique de comptage

Il convient en effet de se rappeler que nous avons réalisé ces tests le 450<sup>e</sup> jour à 7.5m de la sphère. Les résultats énoncés ci-dessus sont donc valables dans ce cadre.

Nous pouvons sans doute améliorer les choses, par exemple, en positionnant le détecteur à 2.5m (on conservera l'approximation de la source ponctuelle, il s'agit ici d'un propos purement mathématique sur la sensi-

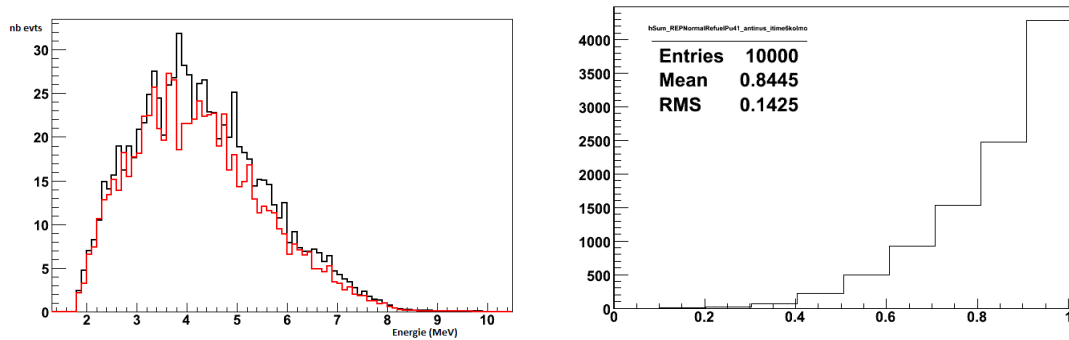


FIGURE II.4.4 – À gauche, les écarts entre le spectre  $^{235}\text{U}$  (en noir), et  $^{241}\text{Pu}$  (en rouge). À droite, le test de Kolmogorov-Smirnov indique une p-valeur moyenne de 0.84 entre les deux spectres, avec un écart en normalisation 12%.

bilité du test à la statistique de comptage.)

Reprenant l'ensemble des tests décrits plus hauts en conservant la mesure sur le seul 450<sup>e</sup> jour, mais en se positionnant à 2.5m des sphères, ce qui multiplie par un facteur proche de 10 la statistique de comptage (loi en  $1/d^2$ ), on obtient les résultats fournis dans le tableau II.4.2 :

Noyaux	$^{235}\text{U}$	$^{239}\text{Pu}$	$^{241}\text{Pu}$
p-valeur moyenne d'auto-compatibilité	0.68	0.71	0.82
p-valeur moyenne sur un test avec l' $^{235}\text{U}$	0.68	1.30716e-08 (0)	0.0252382 (90)

TABLE II.4.2 – Résumé des résultats obtenus pour le test de Kolmogorov pour 10 000 tirages aléatoires

Le tableau II.4.2 met en évidence qu'avec une statistique multipliée par environ 10, le test est beaucoup plus sensible, et permet de discriminer le  $^{241}\text{Pu}$  de l' $^{235}\text{U}$  avec 97.5% de certitude, et de discriminer le  $^{239}\text{Pu}$  de l' $^{235}\text{U}$  à coup sûr. Les nombres entre parenthèses indiquent le nombre de fois, sur les 10 000 tirages, où la p-valeur a été supérieure à 0.5.

Nous concluons de ce point, que dans le cadre de notre étude, une normalisation du taux de comptage trop faible (donnant nombre maximal de l'ordre de 25 événements par bin de largeur 0.1) n'est pas suffisante pour être discriminante. Il conviendra de rechercher une statistique de comptage telle qu'on ait un nombre maximal d'événements par bin de l'ordre de la centaine.

### II.4.2.2 Sensibilité du test au binning

Nous avons réalisé l'ensemble de ces tests en considérant les 200 bins en énergie de nos spectres. Nous allons tester la sensibilité du test au binning en passant à 80 bins (largeur de bin : 250keV) à 20 bins (largeur de bin : 1 MeV). Les résultats sont résumés dans le tableau II.4.3.

Noyaux	$^{235}\text{U}$	$^{239}\text{Pu}$	$^{241}\text{Pu}$
p-valeur moyenne d'auto-compatibilité (80 bins)	0.9994	0.9996	0.9999
p-valeur moyenne avec $^{235}\text{U}$ (80 bins)	/	0.11 (5)	0.87 (9791)
p-valeur moyenne d'auto-compatibilité (20 bins)	0.9998	0.9998	0.9999
p-valeur moyenne avec $^{235}\text{U}$ (20 bins)	/	0.19(179)	0.96 (9983)

TABLE II.4.3 – Résumé des résultats obtenus pour le test de Kolmogorov pour 10 000 tirages aléatoires dans les barres d'erreur bin à bin - entre parenthèses, le nombre de tirages donnant lieu à une p-valeur >0.5

Le tableau II.4.3 montre bien que plus la largeur des bins augmente, plus on accepte les spectres légitimes, mais plus on prend le risque d'accepter également des spectres qu'il faut rejeter : en résumé, plus on perd en sensibilité.

### II.4.3 Test du $\chi^2$ - domaine de validité

Le test du  $\chi^2$  dont le principe est de mesurer l'écart entre les résultats observés lors de la répétition d'une expérience et ceux prévus par la loi de probabilité associée à cette expérience peut s'avérer intéressant à titre de vérification.

#### II.4.3.1 Formulation du test du $\chi^2$

La loi du  $\chi^2$  s'applique normalement à des lois discrètes, mais il est possible de les utiliser sur des échantillons continus regroupés en *classes*.

Le principe est de considérer un ensemble d'expériences  $(X_1, \dots, X_i, \dots, X_n)$  dont les résultats sont répartis dans les classes  $(c_1, \dots, c_k, \dots, c_r)$ , qui correspondent aux valeurs possibles des résultats de chaque expérience.

Notons  $\mathcal{H}_0$  l'hypothèse selon laquelle la probabilité d'obtenir un résultat dans chaque classe est le r-uplet  $(p_1, \dots, p_k, \dots, p_r)$ .

Sous l'hypothèse  $\mathcal{H}_0$ , la distribution empirique de l'échantillon sur les classes, qui mesure les résultats réellement obtenus, doit être proche de la distribution théorique. Notons  $(expe_1, \dots, expe_k, \dots, expe_r)$  la distribution des résultats effectivement mesurés. On a :

$$\forall k \in \{1, \dots, r\}, \quad expe_k = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n 1_{c_k}(X_i) \quad (\text{II.4.5})$$

Alors, la distance du  $\chi^2$  entre l'expérience et la théorie vaut :

$$d_{\chi^2} = \sum_{k=1}^r \frac{(expe_k - p_k)^2}{p_k} \quad (\text{II.4.6})$$

**Théorème 1.** *Si l'expérience suit effectivement la loi théorique, alors la suite  $n.d_{\chi^2}$  est bornée. Dans le cas contraire, elle tend vers  $l^\infty$  lorsque  $n \rightarrow \infty$ .*

Ce théorème constitue un résultat asymptotique, ce qui implique que le test du  $\chi^2$  ne peut être considéré comme valide qu'à condition que  $\forall k \in \{1, \dots, r\}, \quad n.p_k > 5$ .

En pratique, on comparera la valeur de  $d_{\chi^2}$  à la valeur du  $\chi^2$  à  $r - 1$  degrés de liberté.

#### II.4.3.2 Exemple de test valide du $\chi^2$

Supposons qu'on veuille tester le bon équilibrage d'un dé à 6 faces avec la méthode du  $\chi^2$ . Dans ce cas, la loi de probabilité qu'on veut vérifier est :

$$\forall k \in \{1, \dots, r = 6\}, \quad p_k = \frac{1}{6} \quad (\text{II.4.7})$$

Il nous faut déterminer le nombre minimal de lancers qu'il nous faut effectuer pour que  $n.p_k$  soit  $> 5 \forall k$ . Dans ce cas,  $n$  doit être strictement supérieur à 30, avec une hypothèse théorique d'équiprobabilité.

Ensuite, on comparera les résultats de l'expérience à la table du  $\chi^2$ , pour les  $6 - 1 = 5$  degrés de liberté.

Supposons qu'on procède à 90 lancers, alors, dans le cas d'une adéquation parfaite, on aurait le 6-uplet  $\{15, \dots, 15\}$  d'apparition de chaque valeur. Le 6-uplet obtenu par expérience, dans la mesure où il n'y a que 90 lancers, diffèrera du 6-uplet de référence, de la valeur obtenue grâce à l'expression II.4.6. On entrera alors dans la table de  $\chi^2$  fournie en appendice D de la façon montrée en figure II.4.5.

$$\Pr[X \leq x] = \int_0^x \frac{1}{\Gamma(r/2)2^{r/2}} y^{r/2-1} e^{-y/2} dy$$

$r$	0.01	0.025	0.05	0.95	0.975	0.99
1	0.000	0.001	0.004	3.841	5.024	6.635
2	0.020	0.051	0.103	5.991	7.378	9.210
3	0.115	0.216	0.352	7.815	9.348	11.345
4	0.297	0.484	0.711	9.488	11.143	13.277
5	0.554	0.831	1.145	11.070	12.833	15.086
6	0.872	1.237	1.635	12.592	14.449	16.812
7	1.239	1.690	2.167	14.067	16.013	18.475
8	1.646	2.180	2.733	15.507	17.535	20.090
9	2.088	2.700	3.325	16.919	19.023	21.666
10	2.558	3.247	3.940	18.307	20.483	23.209

FIGURE II.4.5 – Extrait de la table du  $\chi^2$  fournie en D.

Si  $d_{\chi^2}$  vaut 2, le résultat est suffisamment faible pour être compatible avec la loi théorique. En revanche, si le  $d_{\chi^2}$  vaut 12, alors on estimerait que le dé est déséquilibré en prenant le risque de se tromper à 5%. Avec une valeur de 16, le risque de déclarer à tort que le dé est déséquilibré devient  $< 1\%$ . Les seuils qui permettent de prendre la décision sont entourés sur la figure II.4.5.

#### II.4.4 Application à la détection d'un comportement proliférant

De l'exemple que nous avons vu précédemment, nous pouvons dégager une procédure de mise en œuvre de ce test dans le cadre de la détection d'un comportement proliférant. Dans notre cas, en première approche :

- $\mathcal{H}_0$  sera le taux de comptage quotidien prédit par notre simulation,
- $n$  désigne le nombre de jours de détection,
- $X_i$  désigne le taux de comptage du jour  $i$ ,
- $c_k$  désigne la  $k^{eme}$  plage de taux de comptage dans laquelle  $X_i$  prend sa valeur,
- $p_k$  désigne la probabilité théorique de remplir la classe  $c_k$ .

Les paramètres qui vont influencer sont :

- le taux de comptage, donc la distance qui sépare le détecteur du réacteur,
- le découpage des classes, qui doit être judicieux pour optimiser le temps à partir duquel on a atteint  $n.p_k > 5$  pour chaque classe  $c_k$ .

En pratique, le taux de comptage quotidien n'est pas la bonne observable dans la mesure où l'écart-type lié à cette observable est  $\frac{\sqrt{X_i}}{X_i} \%$ . Par conséquent on préférera choisir de compter sur un nombre de jours suffisant pour que l'écart-type soit de 1%, et on prendra la valeur moyenne sur ce nombre de jours. En revanche, le fait d'améliorer la précision sur la mesure diminue la probabilité de s'écarter de la valeur moyenne attendue, ce qui rend plus délicat le découpage en classes. En effet, dans les scénarios que nous étudierons, le détournement de matière fissile se traduit par un déficit ou une augmentation d'événements détectés par jour. L'idée est donc de vérifier que les classes de valeurs faibles (resp. hautes) de comptage sont sur-représentées.

A titre d'exemple, prenons le cas d'un réacteur à rechargement en ligne dont le taux de comptage quotidien à l'équilibre doit être constant :

Ce qu'on peut conclure du tableau II.4.4, c'est que plus le détecteur est proche du réacteur, plus le temps de comptage pour atteindre une précision à 1% est court, donc, plus le temps de détection pour voir un détournement est court. En revanche, l'écart-type quotidien étant de 3.3%, il sera plus délicat de trouver un découpage en classes adéquat permettant à la fois de comptabiliser tous les événements liés au détournement et d'avoir un taux de comptage théorique suffisant par classe.

distance (m)	Taux de comptage (evts/j)	écart-type quotidien %	durée en j pour $\sigma = 1\%$
7.5	900	3.3 %	12
15	200	7%	50
25	80	11.2 %	125

TABLE II.4.4 – Présentation de la relation entre la distance du détecteur et les statistiques attendues

#### II.4.4.1 Vérification du réglage des plages de comptage pour le test du $\chi^2$

**Définition 4.** On appellera faux-positif le résultat d'un test du  $\chi^2$  qui conduira à la conclusion que le comportement du réacteur est proliférant alors qu'il est normal.

**Définition 5.** On appellera faux-négatif le résultat d'un test du  $\chi^2$  qui conduira à la conclusion que le comportement du réacteur est normal alors qu'il est proliférant.

NOTA : la probabilité de détection d'un comportement proliférant vaut donc (1-probabilité d'un faux-négatif). Ces définitions sont valables également pour les tests de KS.

Afin de nous assurer d'un réglage correct du test du  $\chi^2$ , nous ferons l'expérience du test 10000 fois afin de vérifier que le nombre de faux-positifs reste bien de l'ordre de 1% et de vérifier que le nombre de faux-négatifs est très proche de 0.

La procédure que nous utiliserons dans nos études de scénarios sera la suivante :

1. déterminer le temps  $T_{detect}$  qu'il faut pour détourner une quantité significative de matière fissile ;
2. déterminer la distance minimale du détecteur au réacteur à partir de laquelle le taux de comptage est suffisant pour que le nombre de points de mesure  $X_n$  soit suffisant pour conclure avant d'avoir atteint  $T_{detec} + 90$  jours ;
3. déterminer le découpage en classes (nombre et largeurs des classes) optimal pour acquérir la validité du test  $\chi^2$  au plus tôt ;
4. tester le réglage de ces paramètres en évaluant le taux de faux-positifs obtenus en procédant à un tirage aléatoire dans une gaussienne centrée autour de la valeur théorique avec un écart-type de 1% ;
5. déterminer la sensibilité du détecteur à un détournement de matière fissile en connaissant le taux de dépistage et le taux de faux-positifs.

### II.4.5 Discussion du risque de fausse alerte

En suite à la procédure décrite précédemment, nous pouvons proposer une extension de l'étude en appliquant le théorème de Bayes à la détection, en répondant à la question : "Sachant que le test du  $\chi^2$  (ou KS) est positif, quel est le risque pour qu'il s'agisse d'une fausse alerte ?"

La réponse à cette question dépend essentiellement de l'estimation de la probabilité que l'on cherche à détourner de la matière fissile à partir de l'installation surveillée : elle dépend de facteurs extérieurs aux données traitées, qui constituent des connaissances indépendantes.

Pour mémoire le théorème de Bayes est formulé de la façon suivante.

**Théorème 2.** Soit  $A$  l'événement "l'installation sert à un détournement" et  $B$  l'événement "la détection du comportement est positive", alors :

$$P(A|B) = \frac{P(B|A).P(A)}{P(B)} \quad (\text{II.4.8})$$

Reformulé, ce théorème s'écrit aussi :

$$P(\text{comportement avéré proliférant sur détection}) = \frac{P(\text{positif légitime}).P(\text{comportement proliférant})}{P(\text{test positif})}$$

En supposant donc que le taux de faux-positifs est à 1%, et que le taux de positifs légitimes est à 99.5%, alors la probabilité que le comportement soit effectivement proliférant en cas de détection positive vaudra :

$$\frac{0,995.P(\text{comportement proliférant})}{0,995.P(\text{comportement proliférant}) + 0,01.P(\text{comportement non-proliférant})} \quad (\text{II.4.9})$$

A partir de cette formule, on va pouvoir déduire le risque d'erreur de diagnostic en fonction de l'estimation que l'on fait du risque de comportement proliférant (cf tab. II.4.5.)

Probabilité estimée de comportement proliférant	25%	50%	75%
Probabilité de positif légitime détecté	97.07 %	99 %	99.7 %
Probabilité d'un comportement faussement révélé	2.93%	1 %	0.3%

TABLE II.4.5 – Risque de fausse alerte en fonction de la probabilité estimée de comportement proliférant

Pour reformuler les résultats du tableau II.4.5, prenons un exemple médical. Supposons que nous disposons d'un test sur un virus dont la fiabilité est identique aux hypothèses ci-dessus (taux de faux-positifs à 1%, taux de positifs légitimes à 99.5%). On teste une personne, et le résultat est positif. A partir de ce résultat, on se demande s'il s'agit d'un faux-positif ou d'un positif légitime. La ligne du haut du tableau II.4.5 (estimation du risque) a une influence sur le résultat : si par un questionnaire on sait que la personne n'a pas été confrontée au virus, alors le risque de faux-positif est nettement plus important que si on sait que la personne y a été exposée.

De la même façon, pour le test de comportement proliférant, il s'agira de définir un degré de suspicion : existe-t-il un faisceau d'indices laissant entendre qu'un État cherche à se doter de l'arme atomique ? Cet État possède-t-il une ou plusieurs installations nucléaires lui permettant de produire de la matière fissile ? L'installation surveillée est-elle celle qui permet de produire cette matière de façon optimale ?

La réponse à ces questions est ramenée sous forme de pourcentage de risque de prolifération affectée à l'installation surveillée, et pondérera la probabilité de faux-positif.

Le problème qui se pose dans ce cas est de regarder, pour un taux de détection légitime minimal souhaité (par exemple 99%) quel est le taux de faux positif.

## Bibliographie

- [1] J.-P. Boulay, *Statistique mathématique - Applications commentées*, ellipses 2010, ISBN 978-2-7298-5602-1
- [2] <http://root.cern.ch/root/html/TMath.html> TMath : Kolmogorov Test





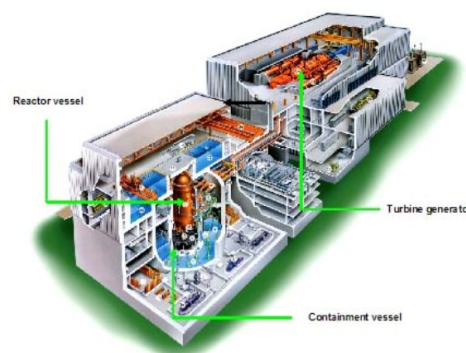
# CHAPITRE III

## Études de scénarios





# III.1. Études de scénarios de prolifération avec des réacteurs CANDU



Une centrale CANDU

## Sommaire

III.1.1	Géométrie d'un réacteur CANDU 6 . . . . .	<b>115</b>
III.1.2	Validation de la neutronique . . . . .	<b>116</b>
III.1.3	Scénario de prolifération . . . . .	<b>116</b>
III.1.3.1	Principe de rechargement d'un réacteur CANDU . . . . .	116
III.1.3.2	Détermination du nombre de grappes à détourner pour réunir une Quantité Significative (SQ) de plutonium . . . . .	118
III.1.3.3	Détermination de la qualité du plutonium produit en fonction du temps et du plan de rechargement . . . . .	118
III.1.3.4	Pertinence neutronique du scénario de rechargement 100 jours / 300 jours . . .	118
III.1.3.5	Détermination de l'écart entre un comportement légitime et un comportement proliférant . . . . .	119
III.1.4	Évaluation de la validité des écarts calculés en $\bar{v}_e$ détectés en fonction du plan de rechargement . . . . .	<b>120</b>
III.1.4.1	Évaluation de l'influence de la normalisation des spectres . . . . .	121
III.1.4.2	Évaluation de l'influence de la prise en compte des phénomènes hors équilibre	123
III.1.4.3	Prise en compte de la section efficace de détection . . . . .	124
III.1.4.4	Détermination de l'influence de la barre d'erreur sur les taux de fissions . . . .	127
III.1.4.5	Évaluation de l'influence de la barre d'erreur de 10 % bin à bin sur le spectre .	130
III.1.5	Potentiel de détection . . . . .	<b>131</b>
III.1.6	Étude du scénario de détournement avec un rechargement de 50 jours / 350 jours . . .	<b>132</b>
III.1.6.1	Production en quantité et qualité du plutonium produit . . . . .	132
III.1.6.2	Faisabilité neutronique du plan de rechargement 50 jours / 350 jours . . . . .	132
III.1.6.3	Calcul de l'influence d'un détournement avec le spectre reconstruit à partir de notre simulation . . . . .	133
III.1.7	Conclusion . . . . .	<b>135</b>
	Bibliographie . . . . .	<b>135</b>

DÈS LA FIN DE LA SECONDE GUERRE MONDIALE, le Canada s'est intéressé de près à la production d'énergie électrique par des centrales nucléaires (premier réacteur, ZEEP, à Chalk River). Parmi les technologies possibles, le choix s'est rapidement porté sur les réacteurs modérés à l'eau lourde, qui permettent d'utiliser du combustible naturel et donc de s'affranchir de la recherche et du développement de systèmes d'enrichissement d'uranium (cf chapitre I.6). Le concept déboucha finalement sur les réacteurs CANDU (CANAdian Deuterium Uranium) construits par AECL, qui ne cessent d'évoluer depuis lors, et sont répandus partout dans le monde (Canada bien sûr, mais également Inde, Chine, Corée, Pakistan ...). Nous baserons notre étude sur un réacteur CANDU 6, le réacteur de palier 700 MWe.

Si le fonctionnement à l'uranium naturel ne nécessite aucune installation d'enrichissement, éloignant ainsi le spectre d'un risque de prolifération d'armes nucléaires à uranium fortement enrichi, les centrales CANDU présentent une propriété favorisant le détournement de plutonium de qualité militaire : elles sont rechargeables en ligne, c'est-à-dire réacteur en fonction. Cette propriété est un grand avantage industriel (coût de rechargement très faible en regard de celui d'un REP), mais elle rend le contrôle des matières fissiles délicat : elle pourrait permettre à des pays soucieux de produire du plutonium de qualité militaire de réaliser leur dessein en procédant à des rechargements en ligne "décalés" dans le temps ou en modifiant la puissance délivrée par le réacteur.

Notre objectif, dans cette étude de scénario, est de réaliser une simulation d'un canal de réacteur CANDU à l'aide de MURE, qui nous permette de déterminer la quantité et la qualité de plutonium produit en fonction du temps. Cette simulation de canal a été réalisée par V.M. Bui dans le cadre de sa thèse [2]. Nous utiliserons cette simulation avec différentes conditions de rechargement, et nous nous servirons des résultats obtenus pour faire une estimation au niveau du cœur, approximation que l'on fait souvent en physique des réacteurs : simuler une sous-partie de la géométrie que l'on pense bien représenter la physique du cœur, pour éviter de faire la simulation de cœur complet. Nous calculerons le spectre et le flux des  $\bar{\nu}_e$  émis par le canal pour divers scénarios de rechargement, puis nous en déduirons l'influence d'un détournement ("comportement proliférant") sur ces deux observables afin de déterminer s'il est "suffisamment" différent du "comportement légitime". Le sens de "suffisamment" nous sera donné par les résultats des tests de Kolmogorov-Smirnov et du  $\chi^2$ .

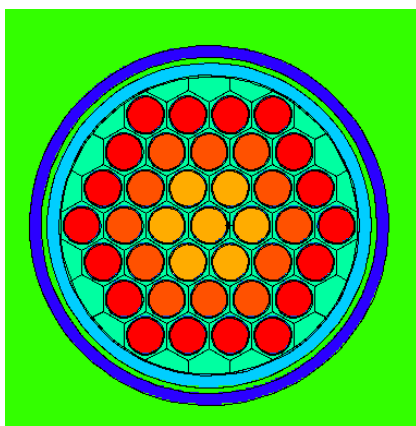


FIGURE III.1.1 – Coupe d'un canal de CANDU.

Dans un premier temps, nous nous intéresserons aux données d'entrée pour notre simulation afin, en particulier, d'en valider la neutronique. Les données constructeur utilisées sont fournies dans le tableau III.1.1.

### III.1.1 Géométrie d'un réacteur CANDU 6

Le cœur d'un réacteur CANDU est délimité par une calandre horizontale. Cette calandre, de grandes dimensions, doit être soumise au moins de contraintes thermomécaniques possible : la pression ainsi que la température qu'elle subit sont donc faibles.

La calandre abrite le modérateur (faible pression, faible température), et des tubes de force horizontaux. Ces tubes de force sont de diamètre bien plus petit, ce qui permet de les soumettre à de fortes pression et de fortes températures. C'est donc dans ces tubes de force que se trouvent le combustible et le liquide caloporteur : chaque tube de force (ou canal), contient 12 grappes de combustible (comme montré figure III.1.2). Dans notre simulation, nous avons regroupés ces 12 grappes en 3 supergrappes. (Donc 1 supergrappe contient 4 grappes).

ensemble	élément	grandeur
Performances	Puissance thermique brute	2064 MW
	Puissance électrique brute	715 MW
	Puissance électrique nette	665 MW
	Rendement net	32,2 %
Calandre (cuve)	Diamètre extérieur de la calandre	8,09 m
	Épaisseur	25,4 mm
	Longueur hors tout	7,82 m
	Nombre de tubes de cuve en Zircalloy 2 de 4,06 mm d'épaisseur	380
Cœur	Nombre de canaux de combustible	380
	Pas de réseau (carré)	28,6 cm
	Rayon du cœur	314,3 cm
	Longueur du cœur	594,4 cm
	Épuisement de décharge moyen de combustible	7500 $MW_j/t$
Tubes de force	Nombre de tubes de force en alliage Zr-Nb (2,5 % Nb)	380
	Longueur	6,3 m
	Diamètre intérieur	103,4 mm
	Épaisseur	4,19 mm
Combustible	Nombre de grappes de 37 éléments combustibles d' $UO_2$ par canal	12
	Nombre total de grappes dans le réacteur	4560
	Diamètre de l'élément combustible	12,16 mm
	Matériau de gainage des éléments	Zircalloy-4
	Longueur d'une grappe	495 mm
	Diamètre extérieur d'une grappe	102,4 mm
	Masse d'une grappe	24,1 kg
	Masse totale de combustible dans le réacteur	95 t
Modérateur	Titre $D_2O$ en masse	99,75 %
	Température d'entrée	322 K
	Température de sortie	350 K
Circuit du caloporteur	Débit massique total	7600 kg/s
	Température entrée cœur	539,6 K
	Température sortie cœur	585 K
	Pression entrée cœur	110,4 bar
	Pression sortie cœur	103 bar

TABLE III.1.1 – principales caractéristiques d'un cœur CANDU 6 - d'après la plaquette de présentation CANDU 6

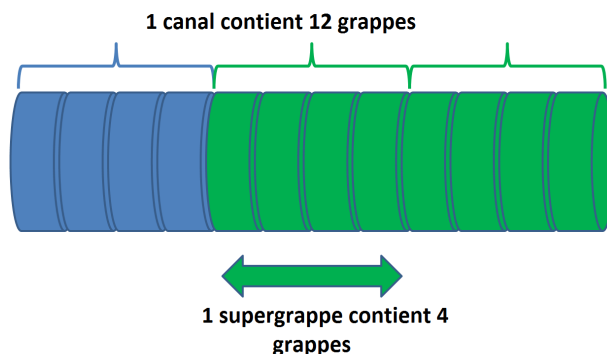


FIGURE III.1.2 – Constitution d'un canal de réacteur CANDU

### III.1.2 Validation de la neutronique

La neutronique de cette simulation [2] est validée grâce à la confrontation des résultats obtenus par V.-M. Bui en utilisant MURE avec les résultats obtenus par P. Guillemain et A. Nuttin en utilisant les codes MURE et DRAGON [3].

Nous retiendrons tout de même que les fuites de neutrons hors du réacteur sont estimées à 3000 pcm avec les deux codes [3], ce qui est en bon accord avec la littérature en ligne du concepteur "CANTEACH" [1] sur le sujet, cette donnée nous sera utile dans le paragraphe III.1.3.4.

Nous réalisons notre étude à partir de la simulation d'un réacteur infini : en effet, nous simulons un unique canal du réacteur que nous entourons d'un miroir, en prenant soin de conserver le rapport de modération. Par ailleurs, notre simulation est réalisée en utilisant l'option de MURE `SetMultiGroupTallies()`, en choisissant de multiplier par 10 le nombre de groupes par décade via l'option `MURE::SetMultiGroupDecadeMultiplier(10)`, à partir d'une source propagée (100 000 neutrons suivis avec 1900 cycles inactifs et 100 cycles actifs). Nous suivons ensuite 50 000 neutrons avec 100 cycles inactifs et 100 cycles actifs. Nous n'utilisons pas notre prise en compte de l'énergie du neutron incident : nous considérons que 100% des fissions ont lieu dans le domaine thermique. Enfin, nous prenons préférentiellement la base de données ENDFB6.8, complétée par JEFF3.1. La température combustible est de 1200K, celle de l'eau lourde comme caloporteur de 600K et celle de l'eau lourde comme modérateur, 300K.

À titre de vérification complémentaire de la simulation, nous reproduisons fig.III.1.3 les taux de fissions en contrôlant qu'à partir de ces taux de fission, on retrouve bien la puissance délivrée par le réacteur simulé.

Le contrôle des taux de fissions montre que la puissance thermique simulée est effectivement de 2,064 GWth (à 0.6% près), comme indiqué dans le tableau des caractéristiques du réacteur III.1.

À partir de ces taux de fissions, on peut également déduire le nombre d' $\bar{\nu}_e$  détectables (*i.e.* d'énergie supérieure à 1.8MeV) émis par jour en utilisant les valeurs obtenues dans le chapitre II.3 sur les nombres d' $\bar{\nu}_e$  par fission des différents noyaux fissiles et estimer l'écart obtenu entre un comportement légitime et un comportement proliférant, lorsque le réacteur est à l'équilibre. C'est ce que nous ferons dans la section suivante.

### III.1.3 Scénario de prolifération

#### III.1.3.1 Principe de rechargement d'un réacteur CANDU

Chaque jour, deux des 380 canaux du réacteur sont rechargés de deux tiers, de la façon décrite figure III.1.4. Un tel rechargement fait que chaque canal est rechargé tous les 190 jours. Nous ferons l'approximation de 400 canaux avec un rechargement tous les 200 jours.

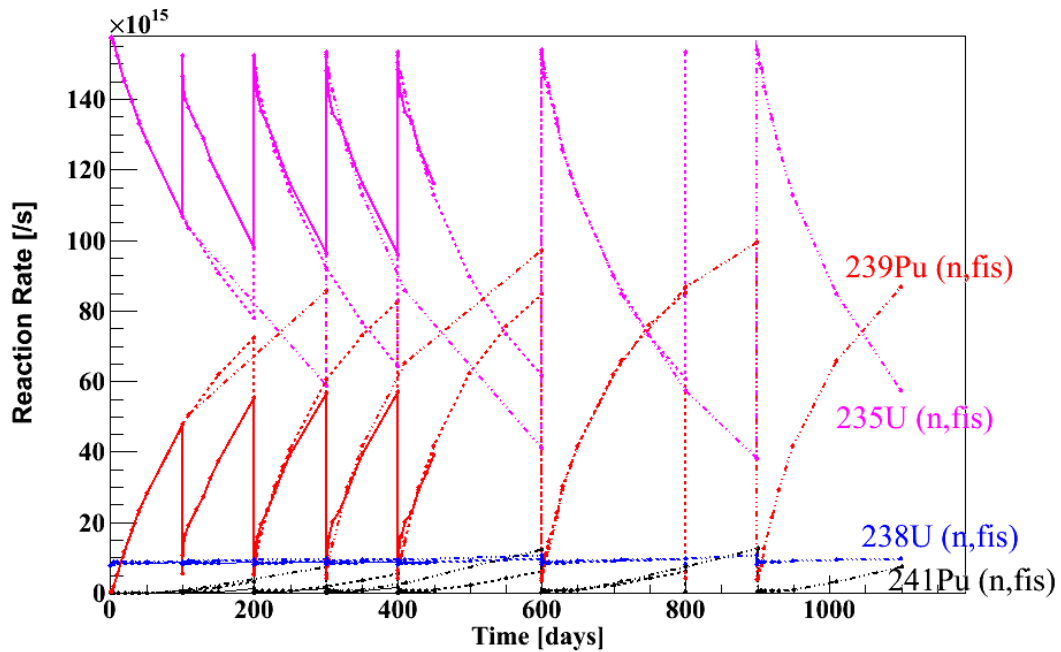


FIGURE III.1.3 – Taux de fissions des noyaux fissiles dans un réacteur CANDU - en violet, la contribution de l' $^{235}\text{U}$ , en rouge, celle du  $^{239}\text{Pu}$ , en bleu, celle de l' $^{238}\text{U}$  et en noir, celle du  $^{241}\text{Pu}$ . Les figures en trait plein correspondent à un rechargement tous les 100 jours, les tirets, tous les 200 jours et les pointillés, tous les 300 jours.

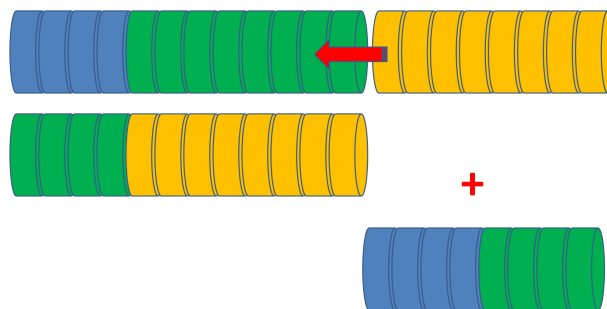


FIGURE III.1.4 – Principe de renouvellement de combustible par canal : à l'équilibre, 4 grappes proviennent du chargement N-2 (bleu) et 8 du chargement N-1 (vert). Le rechargement N (orange) consiste à "pousser" 8 grappes à l'autre bout du canal. On récupère alors les 4 grappes du rechargement N-2 et 4 grappes du rechargement N-1. Restent en réacteur 4 grappes du rechargement N-1 et les 8 nouvelles grappes.

Afin de valider notre simulation, nous avons repris le temps de résidence moyen d'une grappe, qui est de 341 jours (p73) de la thèse de P. Guillemin [3] et fait la comparaison avec notre scénario. Le mode de rechargement est quant à lui détaillé dans l'article [4].

Nous nous intéresserons dans les lignes qui suivent à un comportement proliférant en décalant dans le temps les rechargements : au lieu de recharger deux canaux à 200 jours de résidence quotidiennement, nous procéderons à un rechargement dissymétrique (ex : 100 jours / 300 jours). Ce qui présidera notre choix de dissymétrie est la qualité et la quantité du plutonium produit.

### III.1.3.2 Détermination du nombre de grappes à détourner pour réunir une Quantité Significative (SQ) de plutonium

Dans un premier temps, nous nous intéressons au nombre de supergrappes à détourner pour obtenir une SQ. La fig. III.1.5 présente le nombre de supergrappes à détourner pour réunir une SQ d'uranium (en bleu) ou de plutonium (en rouge). Celui-ci est de 56 supergrappes à l'équilibre. En maintenant un nombre de deux canaux rechargés par jour, on détourne en conséquence un canal par jour, et il faut donc 56 jours pour détourner une SQ. C'est sur cette durée que nous effectuerons notre comparaison entre les flux d' $\bar{V}_e$  attendus et effectivement détectés.

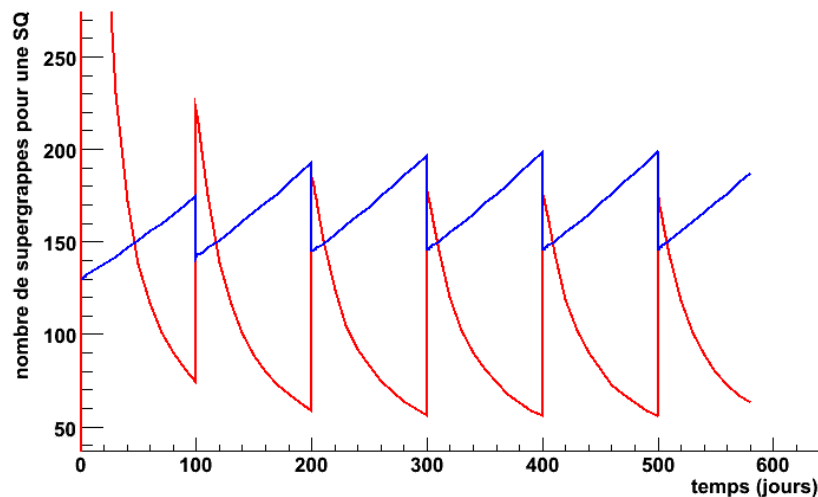


FIGURE III.1.5 – Quantité de supergrappes à détourner pour réunir une SQ avec du combustible irradié pendant 100 jours : 56 supergrappes, à l'issue du deuxième rechargement.

Nous vérifions par ailleurs la qualité du plutonium produit pour notre scénario. Celle-ci est fournie en fig. III.1.6, avec en noir, la qualité pour un rechargement tous les 200 jours, en violet, tous les 300 jours, en bleu tous les 100 jours. La limite en rouge correspond au plutonium de qualité "weapon grade" et celle en orange, à la qualité "fuel grade".

### III.1.3.3 Détermination de la qualité du plutonium produit en fonction du temps et du plan de rechargement

De la figure III.1.6, on remarque que la qualité du plutonium à l'équilibre avec un rechargement à 100 jours est de 80% en  $^{239}\text{Pu}$ , ce qui correspond à la limite basse de la qualité "fuel grade". Par conséquent, notre étude pour un rechargement impropre de 100 jours / 300 jours correspondra à notre scénario "conservatif" puisqu'il s'agira du scénario le plus proche du plan de rechargement normal fournissant un plutonium de qualité "fuel grade".

### III.1.3.4 Pertinence neutronique du scénario de rechargement 100 jours / 300 jours

L'estimation des neutrons de fuite est importante pour notre étude puisqu'elle constitue une contrainte forte sur le scénario de prolifération étudié : pour être envisageable, un tel scénario doit en effet avoir



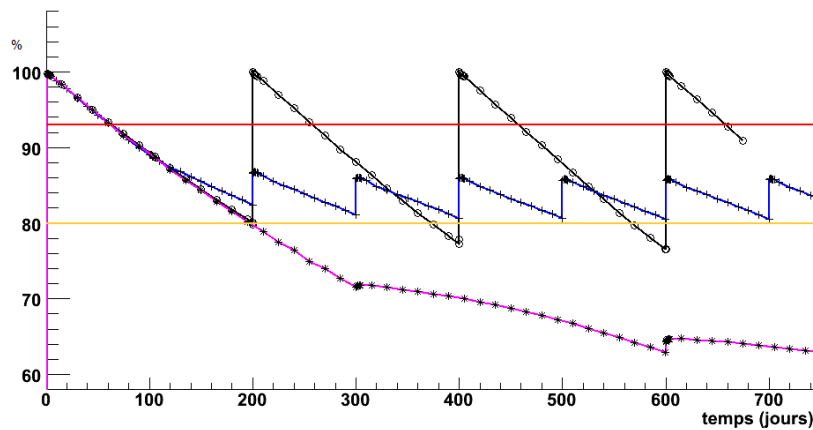
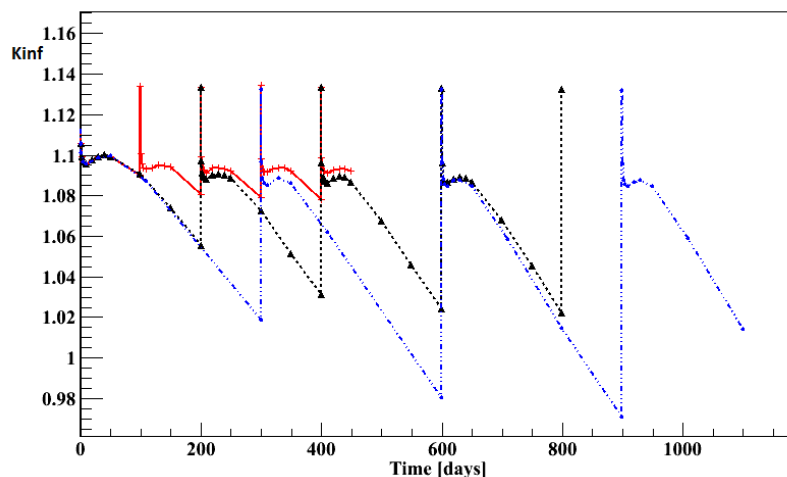


FIGURE III.1.6 – Qualité du plutonium produit en fonction du temps et du plan de rechargement

une influence sur la neutronique suffisamment faible pour que la réactivité du réacteur soit suffisante ; en particulier la réserve de réactivité du réacteur doit être capable de compenser les fuites.

Les réacteurs CANDU possèdent justement une faible réserve de réactivité ce qui rend un détournement de combustible délicat, et il convient donc de vérifier la réserve de réactivité du réacteur dans le cas d'un comportement impropre.

La comparaison entre les évolutions de  $K_{\infty}$  est présentée fig. III.1.7 :

FIGURE III.1.7 – Comparaison des évolutions du  $K_{eff}$  pour les rechargements à 100 jours (trait plein rouge), 200 jours (pointillés noirs), 300 jours (points bleus)

Nous ferons l'hypothèse de la conservation du nombre de rechargements quotidien. Cette hypothèse conduit à avoir dans le cœur, trois quarts de canaux rechargés tous les 300 jours et un quart de canaux rechargés à 100 jours, ce qui donne un  $K_{\infty}$  à l'équilibre pour un tel scénario de  $0.25 * K_{\infty}(100 \text{ jours}) + 0.75 * K_{\infty}(300 \text{ jours}) = 1.06$ , ce qui donne une marge de réactivité de 1000 pcm au-delà du  $K_{\infty}$  seuil déterminé dans la thèse [3]. Quoique faible, cette marge rend possible notre scénario.

### III.1.3.5 Détermination de l'écart entre un comportement légitime et un comportement proliférant

L'écart entre le nombre d' $\bar{\nu}_e$  détectés par un détecteur de type NUCIFER avec une cible de 1.1t placé à 25m dans le cas normal et proliférant est donné fig. III.1.8 à partir de l'évolution des spectres en énergie des  $\bar{\nu}_e$  selon le plan de rechargement (pour illustrer ce point, la comparaison des spectres à 350 jours de fonctionnement est donnée fig. III.1.9). Cet écart vaut 1.25%.

La figure III.1.8 est obtenue à partir de notre simulation MURE.

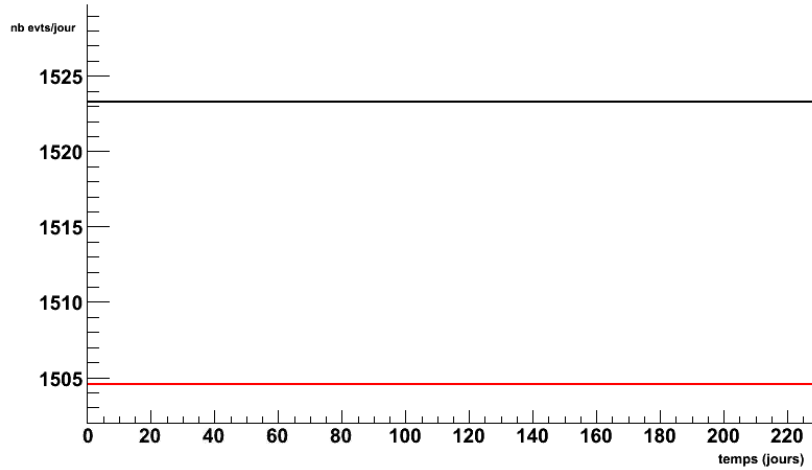


FIGURE III.1.8 – Écart entre le nombre quotidien d' $\bar{\nu}_e$  détectés pour un rechargement normal (en noir) ou un rechargement proliférant (en rouge) avec un détecteur de type NUCIFER situé à 25 m du réacteur. L'écart entre les deux comportements est de 1.25%.

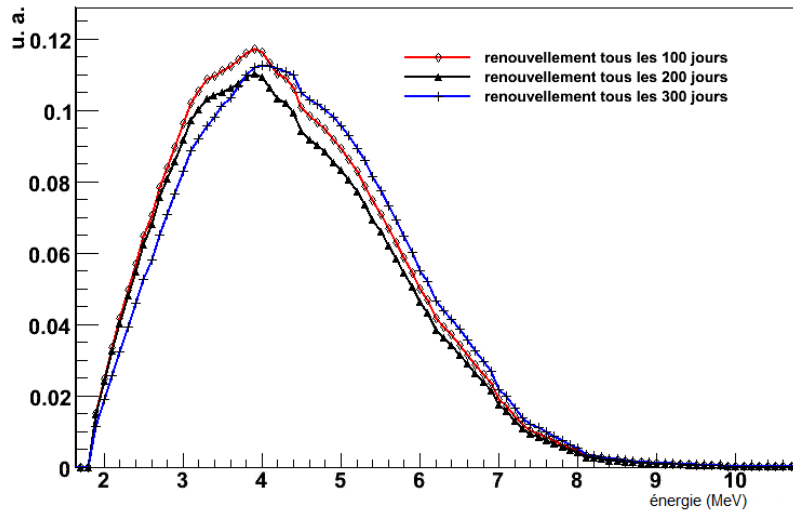


FIGURE III.1.9 – Comparaison des spectres à 350 jours pour les différents types de rechargement.

Cet écart faible rend la détection d'un comportement impropre délicate dans la mesure où les deux signatures du réacteur sont constantes avec moins de 2% d'écart (1.25%). De plus, il nous faut discuter la validité de cet écart.

### III.1.4 Évaluation de la validité des écarts calculés en $\bar{\nu}_e$ détectés en fonction du plan de rechargement

Afin de vérifier l'écart que nous avons trouvé avec notre simulation, nous allons utiliser des méthodes de reconstruction de spectre  $\bar{\nu}_e$  différentes et vérifier qu'elles donnent des écarts comparables. Nous procéderons en deux temps : nous commencerons par nous intéresser aux  $\bar{\nu}_e$  émis avec une énergie supérieure à 1.8 MeV (détectables, donc) puis nous évaluerons l'influence de la convolution par la section efficace. Nous testerons ensuite, de façon séparée, l'influence de la barre d'erreur sur les taux de réactions sur cet écart.

Dans le chapitre II.3, nous avons explicité notre procédure de reconstruction de spectre  $\bar{\nu}_e$  pour chaque noyau fissile, et nous avons pris comme référence les spectres fournis par P. Huber [5] : ces premiers résultats vont nous permettre d'évaluer l'influence de la normalisation du spectre. Par la suite, comme notre recons-

truction obtenue avec MURE tient compte des effets hors équilibre, la comparaison entre cette dernière et le produit de nos spectres à 12 heures avec les taux de fissions va nous permettre d'évaluer l'influence des phénomènes hors équilibre.

### III.1.4.1 Évaluation de l'influence de la normalisation des spectres

Pour ce premier test, nous prenons le nombre d' $\bar{\nu}_e$  émis et détectables obtenus avec nos reconstructions de spectres II.3 et nous les comparons avec les valeurs fournies dans l'article [5]. Les figures à venir présentent l'évolution sur 600 jours du flux d' $\bar{\nu}_e$  calculé avec un type de méthode explicité dans la légende. La figure présentera le flux somme d'un canal rechargé tous les 300 jours avec un canal rechargé tous les 100 jours en noir, en comparaison avec le flux associé à deux canaux rechargés tous les 200 jours, en rouge.

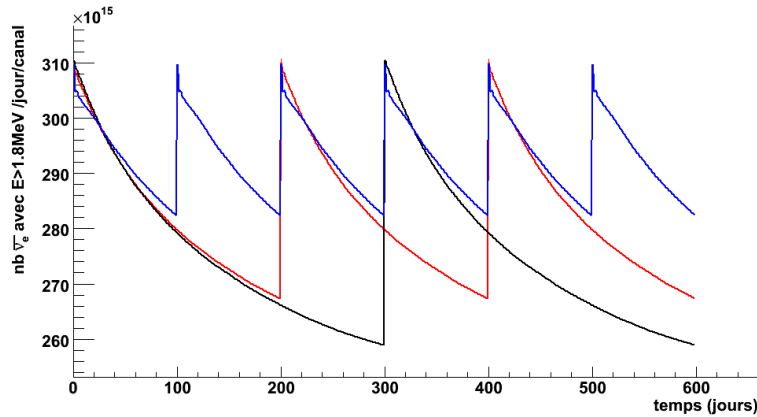


FIGURE III.1.10 – Méthode de reconstruction : produit des taux de fissions par le nombre moyen d' $\bar{\nu}_e$  émis par fission calculé dans notre chapitre II.3.

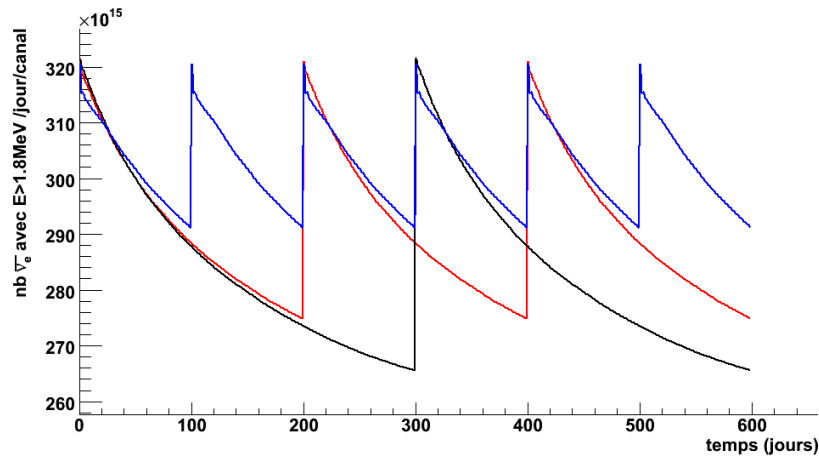


FIGURE III.1.11 – Méthode de reconstruction : produit des taux de fissions par le nombre moyen d' $\bar{\nu}_e$  émis par fission issu de l'article [5]

Les figures III.1.10 et III.1.11 montrent un bon accord, que l'on peut quantifier avec la figure III.1.12. L'écart qu'on peut attribuer à la normalisation du spectre est donc de l'ordre de 3%. On remarque par ailleurs que cet écart est variable dans le temps. Ce point s'interprète aisément par le fait que l'écart entre les valeurs de notre reconstruction et celle de l'article [5] n'est pas le même pour chaque noyau fissile. De sorte qu'avec l'accroissement de la contribution des plutonium, cet écart diminue légèrement.

### Une autre façon d'évaluer l'influence de la normalisation des spectres...

Nous multiplions les taux de fission non plus par le nombre d' $\bar{\nu}_e$  d'énergie supérieure à 1.8 MeV fourni dans le tableau I.6.2, mais par les spectres à 12 heures d'irradiation que nous avons déterminés en II.3 (fig.III.1.13), par comparaison avec une multiplication par les spectres reconstruits par Huber (fig. III.1.14).

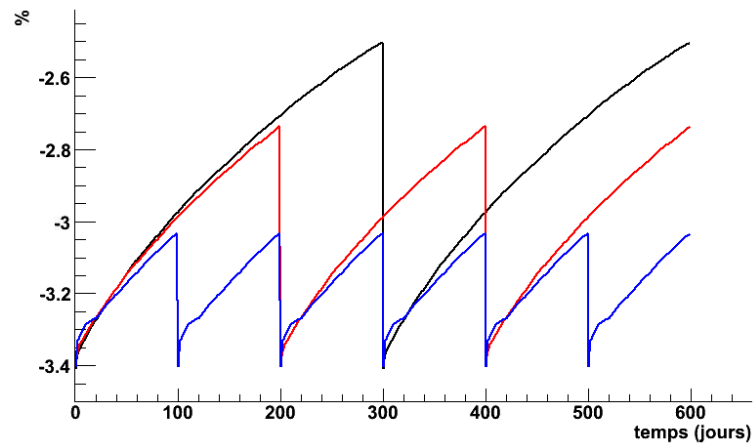


FIGURE III.1.12 – Évolution sur 600 jours de l'écart entre les figures III.1.10 et III.1.11

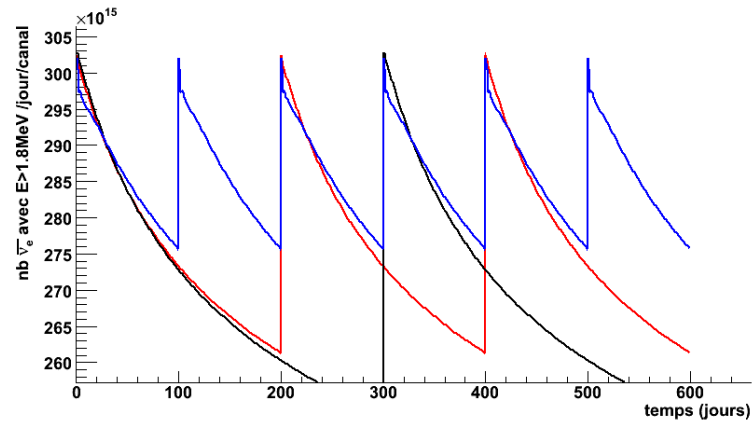


FIGURE III.1.13 – Méthode utilisée : produit des taux de fission par nos spectres d'  $\bar{\nu}_e$  émis par fission calculés dans la section II.3.

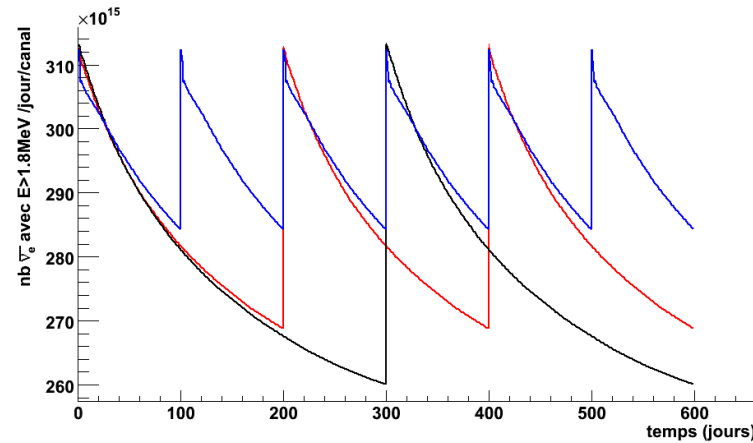


FIGURE III.1.14 – Méthode utilisée : produit des taux de fission par nos spectres d'  $\bar{\nu}_e$  émis par fission construits par Huber [5].

Ces deux spectres (III.1.13, III.1.14) nous donnent des différences quantifiables avec la fig. III.1.15. L'écart constaté entre ces méthodes lié à la différence d'allure du spectre cumulée avec l'écart en normalisation est de 3%, ce qui est tout à fait du même ordre de grandeur que précédemment.

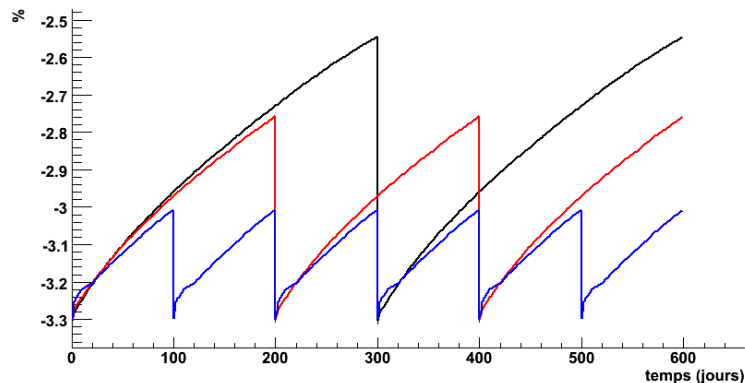


FIGURE III.1.15 – Évolution sur 600 jours de l'écart entre les flux représentés en figures III.1.13 et III.1.14.

### III.1.4.2 Évaluation de l'influence de la prise en compte des phénomènes hors équilibre

Il nous reste maintenant à nous intéresser à l'influence des phénomènes hors équilibre. Pour cela, nous comparerons les résultats obtenus avec notre simulation MURE complète (fig. III.1.16) et les résultats que nous avons obtenus avec le produit des taux de fission par nos spectres reconstruits à 12 heures (fig. III.1.13).

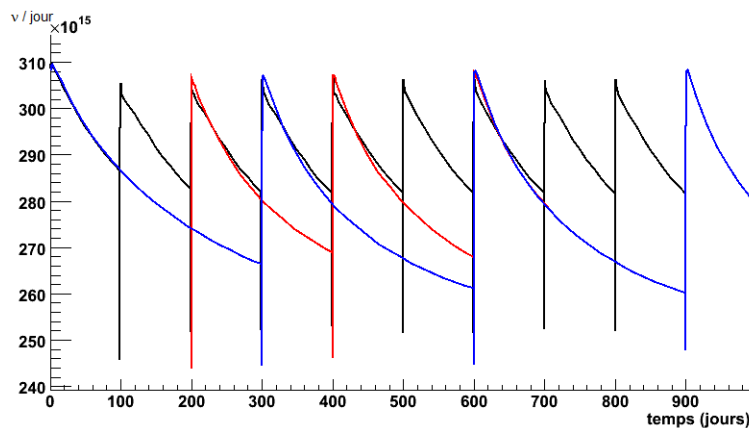


FIGURE III.1.16 – Méthode : reconstruction complète avec l'évolution de MURE pour les  $\bar{\nu}_e$  émis avec une énergie  $> 1.8\text{MeV}$

La figure III.1.16 met en évidence l'effet de chaque rechargement sur le flux : les "pics" observés s'expliquent par l'accumulation, principalement de l' $^{239}\text{U}$  et du  $^{239}\text{Np}$ , mais également d'autres PF qui contribuent essentiellement à la partie "basse énergie" du spectre. Lors des rechargements, ces noyaux sont retirés et n'apparaissent de façon significative dans le combustible neuf qu'au bout de quelques heures d'irradiation.

La figure III.1.17 montre un écart de l'ordre de 2 à 2.5% entre les deux modes de calcul après le premier rechargement (l'utilisation des spectres à 12 heures sous-estimant le spectre). On en conclut que les effets hors équilibre augmentent le flux calculé à partir des spectres à 12 heures de l'ordre de 2%.

De nos figures, nous pouvons conclure que les influences de la normalisation des spectres ainsi que la prise en compte des effets hors équilibre induisent des écarts sur le flux d' $\bar{\nu}_e$  émis avec une énergie supérieure à 1.8 MeV de l'ordre de 2.5%.

Il nous faut maintenant regarder l'influence de la convolution par la section efficace de détection. Celle-ci étant une fonction croissante de l'énergie des  $\bar{\nu}_e$ , elle agira comme un amplificateur des différences de forme des spectres. La convolution par la section efficace de détection nous permet donc de tester l'influence de la différence de forme des spectres reconstruits.

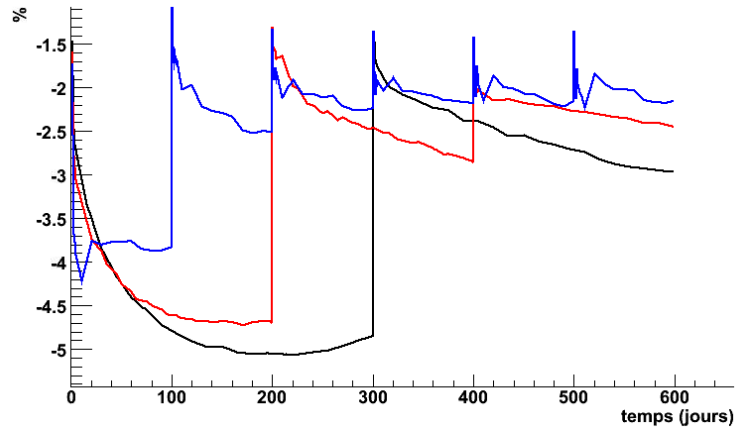


FIGURE III.1.17 – Évolution sur 600 jours de l'écart entre les figures III.1.13 et III.1.16

### III.1.4.3 Prise en compte de la section efficace de détection

Nous refaisons le même travail en convoluant le nombre d' $\bar{\nu}_e$  émis et détectables trouvés dans la section précédente (dans le cas du produit des spectres à 12h par les taux de réaction et dans le cas de notre simulation) par la section efficace de détection, pour un détecteur de dimensions de type NUCIFER (1.1t) placé à 25 m du réacteur. Nous allons ainsi pouvoir évaluer l'influence de la forme du spectre.

Les figures III.1.18 et III.1.19 présentent l'évolution sur 600 jours du flux d' $\bar{\nu}_e$  calculé à partir du produit des taux de fission par les spectres d' $\bar{\nu}_e$ , le tout convolué avec la section efficace de détection, avec : en noir, un canal rechargé tous les 300 jours, en bleu, un canal rechargé tous les 100 jours et en rouge, un canal rechargé tous les 200 jours.

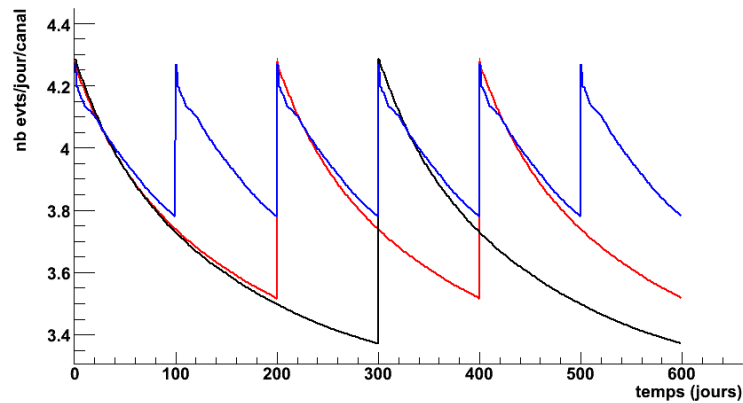


FIGURE III.1.18 – Résultats obtenus en utilisant nos spectres reconstruits dans la section II.3 à 12h.

Les écarts entre ces résultats sont présentés dans la figure III.1.20. Cette figure montre que l'influence de la forme du spectre est prépondérante sur celle de la normalisation.

Enfin, nous représentons la figure de notre spectre simulé avec MURE (fig. III.1.21) puis les écarts que cette méthode présente avec l'utilisation de nos spectres à 12h et des taux de fission (fig. III.1.22). Le cumul des effets hors équilibre et de la prise en compte de la section efficace de détection conduit à un écart de l'ordre de 5% entre les deux méthodes.

### Bilan sur les écarts liés à la reconstruction des spectres

Il nous reste à observer les écarts entre un comportement légitime et un comportement proliférant que l'on obtient avec les méthodes qui consistent à multiplier les taux de fissions par des spectres à 12h. Les figures III.1.23 et III.1.24 montrent ces écarts avec nos spectres reconstruits à 12h (III.1.23) et les spectres de Huber (III.1.24).

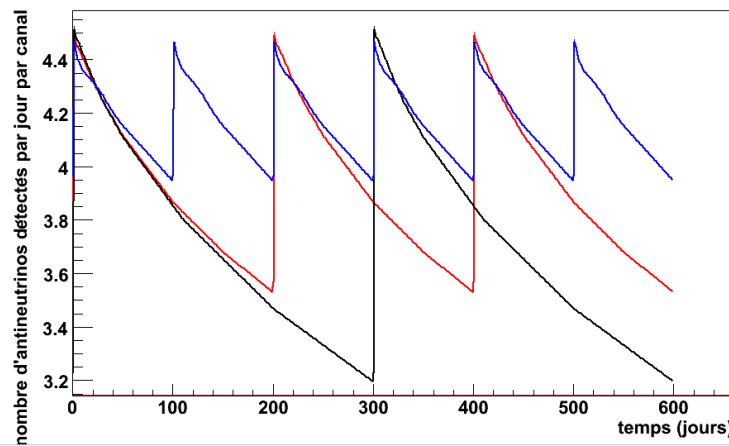


FIGURE III.1.19 – Résultats obtenus en utilisant les spectres de Huber.

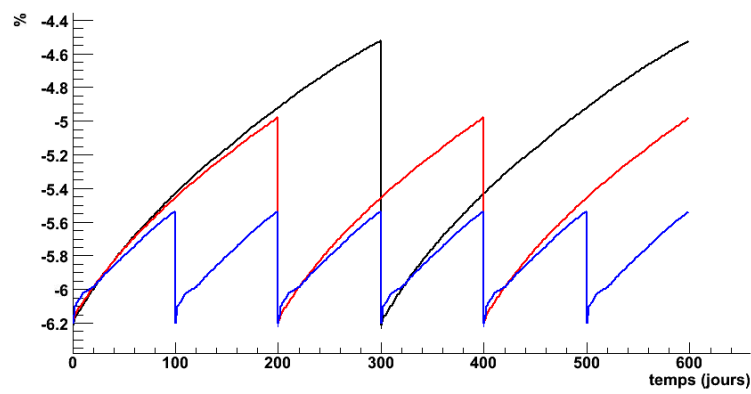
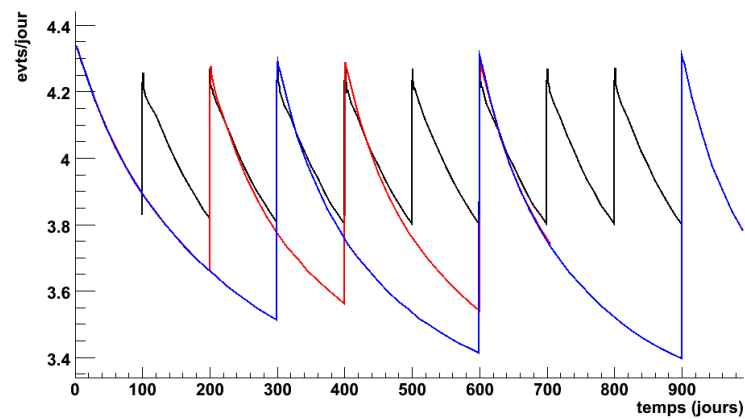


FIGURE III.1.20 – Écarts obtenus entre les calculs présentés en fig. III.1.18 et III.1.19.

FIGURE III.1.21 – Évolution sur 600 jours du flux d' $\bar{\nu}_e$  calculé avec MURE.

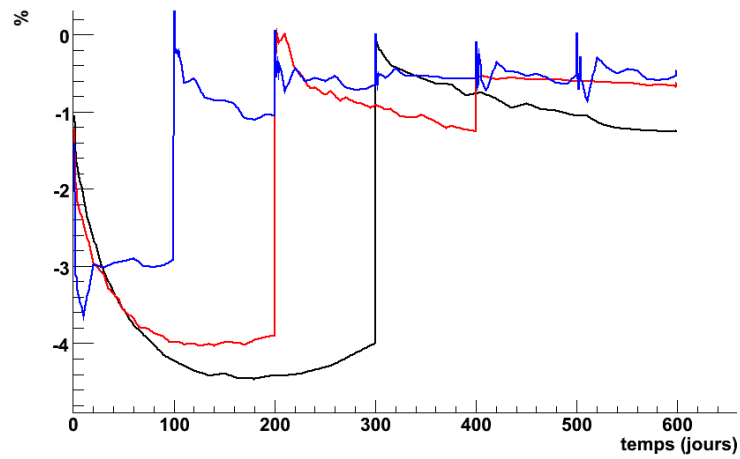


FIGURE III.1.22 – Écarts obtenus entre les calculs présentés en fig. III.1.18 et III.1.21.

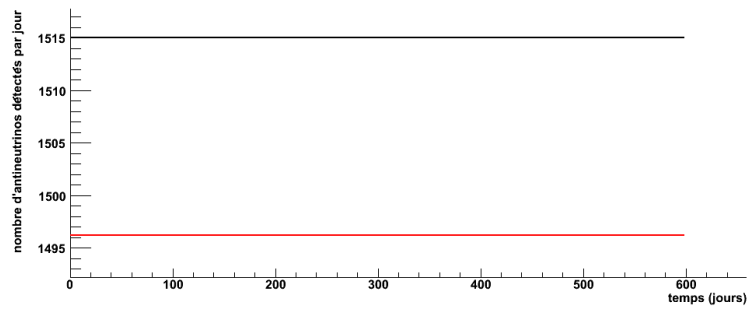


FIGURE III.1.23 – Écarts entre comportement légitime (en rouge) et proliférant (en noir) avec nos spectres à 12h.

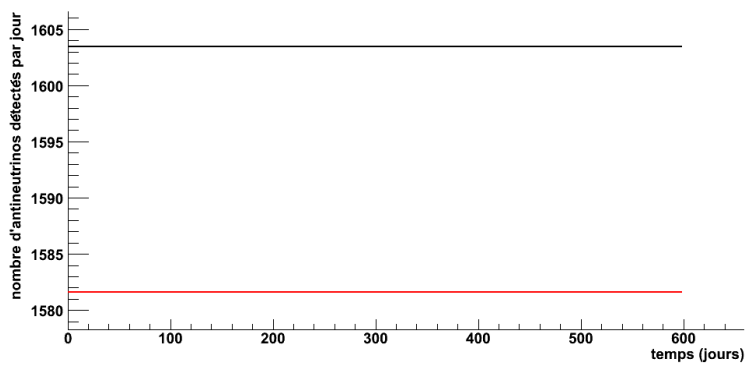


FIGURE III.1.24 – Écarts entre comportement légitime (en rouge) et proliférant (en noir) avec les spectres de Huber.



L'écart que nous obtenons pour nos spectres est de 1.25%, et celui pour les spectres de Huber, de 1.4%. Ce qui montre que la normalisation et l'allure du spectre ont une influence faible sur l'écart entre les deux spectres. Par ailleurs, ces chiffres sont à comparer aux 1.25% obtenus avec notre simulation complète : les effets hors équilibre ne semblent pas avoir d'influence sur cet écart.

#### III.1.4.4 Détermination de l'influence de la barre d'erreur sur les taux de fissions

Un autre test nécessaire pour tester la validité des écarts, est d'évaluer les erreurs qui peuvent provenir des taux de fission lors du calcul de MURE. Nous transposons à cette fin le travail complet sur l'influence des différents paramètres entrant dans la simulation d'un cœur de réacteur de type REP réalisé par Anthony Onillon dans le cadre de sa thèse, dans l'expérience Double Chooz [6].

En effet, il est très difficile de reproduire une telle étude pour chaque concept de réacteur étudié. Nous allons donc tenter d'utiliser les résultats de cette étude pour estimer l'ordre de grandeur des erreurs associées aux taux de fission calculés dans l'hypothèse d'une simulation détaillée de réacteur CANDU ; cette approximation apparaît raisonnable dans la mesure où le réacteur CANDU est, comme un REP, un réacteur à neutrons thermiques. Les principaux noyaux contribuant à la fission dans les 2 réacteurs sont donc dans les deux cas  $^{235}\text{U}$ , le  $^{239}\text{Pu}$ ,  $^{238}\text{U}$  et le  $^{241}\text{Pu}$ . La neutronique sera donc sensiblement la même, ainsi les erreurs déterminées dans le cas d'un REP devraient bien se transposer au cas d'un CANDU.

Les erreurs considérées ici ont été calculées par des études systématiques à partir d'une simulation d'assemblage de REP, en variant chaque paramètre d'entrée pertinent un par un sur une large gamme de valeurs. Les paramètres étudiés sont les suivants :

- puissance thermique,
- concentration en Bore de l'eau (que nous n'avons pas ici),
- températures et densités de l'eau légère (ici, lourde. Pour être complet, il faudrait tenir compte de l'impureté en eau légère, qui a une influence sur la neutronique) et du combustible,
- erreur statistique de la simulation,
- choix de base de données,
- choix de la méthode de calcul (déterministe contre Monte-Carlo, déterminée en réalisant un benchmark avec DRAGON [8] et en comparant à des résultats de simulation d'assemblage EDF),
- burnup initial des assemblages (donc erreur sur l'inventaire initial),
- les énergies libérées par fission utilisées I.6.2,
- suivi des barres de contrôle (que nous négligeons).

Toutes les erreurs calculées en faisant varier ces paramètres sont ensuite sommées quadratiquement en première approximation.

Notons que nous nous sommes attachés à n'étudier que des résultats qui comparent un cas proliférant à un cas de référence afin d'éliminer un maximum d'erreurs systématiques dans la comparaison. Avec cette hypothèse, nous pouvons considérer par exemple que les erreurs sur les choix de température et densité de l'eau et du combustible s'éliminent entre les deux scénarios (sauf s'ils impliquent un changement de régime de puissance drastique du réacteur qui donnerait des conditions thermodynamiques différentes). De même les erreurs dues au choix de base de données de sections efficaces de réaction, la méthode numérique, les erreurs provenant du modèle géométrique et les erreurs sur les énergies libérées par fission utilisées s'élimineraient dans la comparaison. Nous obtenons dans ce cas par somme quadratique des erreurs restantes (puissance thermique dans l'hypothèse où la mesure a une erreur de 0.4%, erreur statistique, burnup initial, barres de contrôle) les erreurs présentées dans le tableau suivant :

Isotope	$^{235}\text{U}$	$^{239}\text{Pu}$	$^{238}\text{U}$	$^{241}\text{Pu}$
Erreur	2.5%	4.5%	5.5%	7%

TABLE III.1.2 – Erreurs sur les taux de fission déduites d'une étude menée pour un REP, en ne sommant quadratiquement que les erreurs supposées décorréliées entre les 2 scénarios considérés.

En conséquence, nous avons repris les taux de réactions calculés par MURE, et recherché les distorsions maximales compatibles avec les barres d'erreurs indiquées dans le tableau III.1.2. Pour cela, nous avons perturbé en premier lieu le taux de fissions de l' $^{235}\text{U}$  de son erreur maximale (2.5%) et vérifié que cette perturbation était compensable par des perturbations des taux de fissions des autres noyaux dans leur barre d'erreur associée. À cette fin, nous avons pris comme référence les taux de fissions obtenus à 50 jours après le deuxième rechargement. Un écart de 2.5% de l' $^{235}\text{U}$  n'est pas compensable par les autres noyaux : au bilan, la distorsion maximale de l' $^{235}\text{U}$  est contrainte par les barres d'erreur des autres noyaux à une valeur de 1.5%. De ce fait, nous avons appliqué une distorsion de 1.5% de l' $^{235}\text{U}$  pour tester les deux cas suivants :

- sous-estimation des taux de fission de l' $^{235}\text{U}$  : nous avons diminué de 1.5% la contribution de l' $^{235}\text{U}$ , ce que nous avons compensé par une augmentation de la contribution du  $^{239}\text{Pu}$  de 4.5% et du  $^{241}\text{Pu}$  de 7%, et vérifié que ces écarts étaient compensable par l' $^{238}\text{U}$  : l'écart induit sur la contribution de l' $^{238}\text{U}$  est de 5.2%.
- sur-estimation des taux de fission de l' $^{235}\text{U}$  : nous avons augmenté de 1.5% la contribution de l' $^{235}\text{U}$ , ce qui entraîne des influences symétriques.

Plan de rechargement	tous les 200 jours	100 jours / 300 jours	écart entre les deux comportements
Simulation	1515.1	1496.2	1.25%
Sous-estimation	1503.6	1481.4	1.48%
Sur-estimation	1526.6	1511.0	1%
Influence de l'erreur max sur le nb d'évts attendus	0.8%	0.99%	/

TABLE III.1.3 – Influence d'une distorsion des contributions des noyaux fissiles sur le nombre d' $\bar{v}_e$  détectés.

Le tableau III.1.3 montre donc deux choses :

- l'erreur maximale sur les taux de fissions induit un écart sur le nombre d'événements attendus dans le cas légitime de 0.8% ;
- pour des erreurs sur les taux de fission qui seraient répercutées de la même façon pour les deux comportements, il n'y aurait pas de modification significative dans leur écart.

En revanche, il n'y a pas de raison *a priori* que des comportements différents donnent lieu aux mêmes erreurs sur les taux de fission puisqu'on agit sur la composition du combustible. En conséquence, il nous faut regarder les distributions des événements attendus en fonction des erreurs et vérifier la façon dont elles se superposent. Dans le cas idéal, elles ne se superposent pas - ce qui éliminerait *de facto* le risque de faux-positif et de faux-négatif. Dans le cas contraire, notre objectif sera d'évaluer ces deux risques.

Nous traçons donc les gaussiennes de distribution des événements attendus par jour en fonction de l'erreur sur les taux de fission.

La fig. III.1.25 montre que les barres d'erreur peuvent conduire les deux courbes à se superposer. Pour faire un premier calcul de "distingabilité", nous prenons le cas le plus défavorable en considérant que le comportement proliférant est sous-estimé de 0.8% et le comportement légitime, surestimé de 0.8%. Nous effectuons alors un test de Kolmogorov-Smirnov et un test de  $\chi^2$  sur deux gaussiennes, centrées en ces valeurs et d'écart-type 1% (car nous prendrons un point tous les 10 000 événements, de manière à avoir 1% d'erreur statistique).

Le test de KS sur ces deux gaussiennes donne une *p*-valeur moyenne de 0.86, et celle du  $\chi^2$  vaut 0.96 : dans le cas le plus défavorable, les deux spectres ne peuvent pas être distingués.

Il nous reste maintenant à appliquer ces barres d'erreur à notre simulation complète. Nous avons vu que la prise en compte des erreurs maximales sur les taux de fissions induisaient une barre d'erreur de 0.8% sur les événements attendus (tableau III.1.3). Nous traçons donc les distributions des événements attendus par jour pour notre simulation complète en reproduisant cette barre d'erreur.

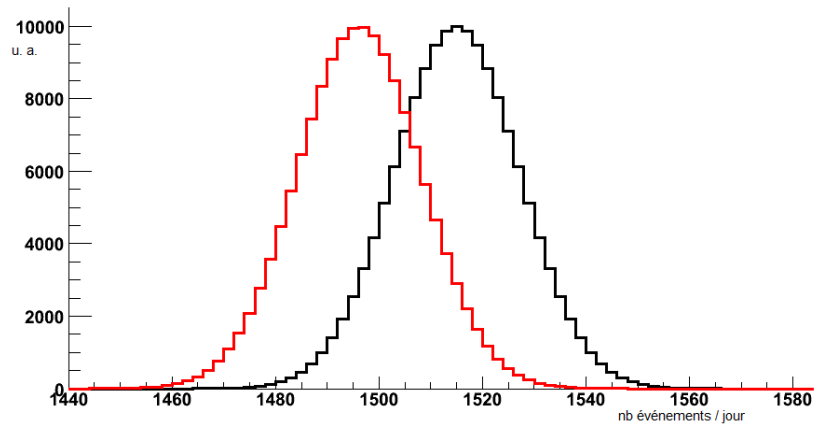


FIGURE III.1.25 – Répartition des événements détectés en tenant compte de l’erreur maximale possible sur les taux de fission pour les comportements proliférant (en rouge) et normal (en noir) à partir du produit des taux de fissions par nos spectres à 12h.

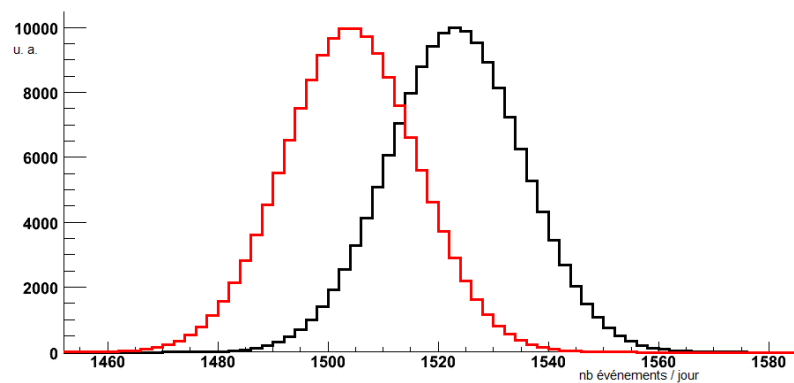


FIGURE III.1.26 – Répartition des événements détectés en prenant l’erreur maximale possible sur les taux de fission pour les comportements proliférant (en rouge) et normal (en noir) appliquée à notre simulation.

Nous appliquons à la figure III.1.26 les mêmes tests. De la même façon, le test de KS sur ces deux gaussiennes donne une  $p$ -valeur moyenne de 0.86, et celle du  $\chi^2$  vaut 0.96.

### III.1.4.5 Évaluation de l'influence de la barre d'erreur de 10 % bin à bin sur le spectre

Il nous reste une dernière influence à tester : celle de la barre d'erreur de 10% bin à bin que nous avons sur nos spectres, comme indiqué dans l'article [7]. Notons que cette barre d'erreur est surestimée, en particulier pour les énergies  $< 6$  MeV. En effet, elle a été évaluée en incluant les écarts aux spectres de Schreckenbach, pris comme référence. Ces 10% ne constituent donc pas une barre d'erreur proprement dite. De plus, les erreurs liées aux bases de données numériques sont largement corrélées et s'éliminent sans doute en grande partie dans la comparaison de deux scénarios (normal vs proliférant). Afin d'être conservatifs, nous garderons cependant cette valeur pour nos calculs de sensibilité. Pour cela, au lieu d'entrer le nombre d'événements calculé par notre simulation par bin en énergie, nous procédons à un tirage aléatoire dans une gaussienne centrée en cette valeur et de 10% à  $1\sigma$ . Nous considérons que cette erreur est indépendante du scénario, dans la mesure où elle porte sur la procédure de reconstruction proprement dite.

À partir de ces tirages aléatoires, nous construisons les histogrammes correspondant à l'allure du spectre en énergie à l'équilibre pour un comportement proliférant et un comportement légitime. Ils sont reportés fig. III.1.27.

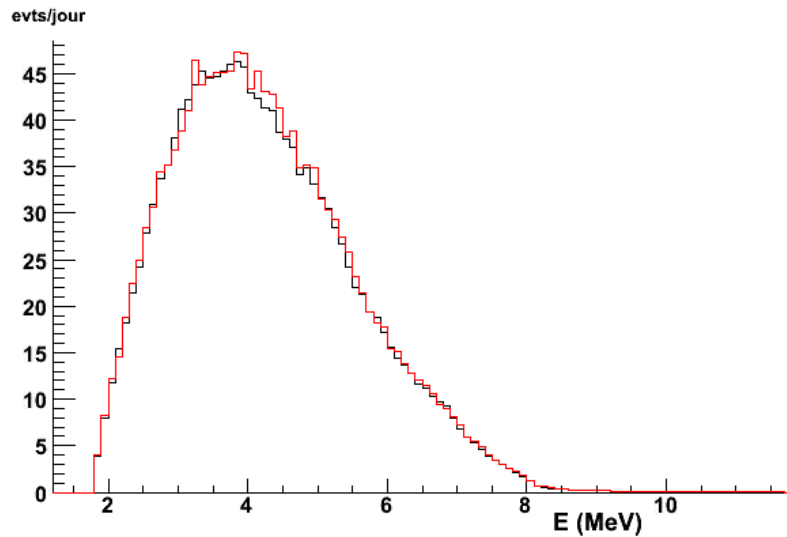


FIGURE III.1.27 – Spectres en énergie des  $\bar{\nu}_e$  détectés à l'équilibre pour un comportement légitime (rouge) et proliférant (noir).

### Test de Kolmogorov-Smirnov

Le test de Kolmogorov-Smirnov est appliqué aux deux spectres déterminés dans la figure III.1.27. Nous en profitons pour vérifier l'influence de la prise en compte de cette barre d'erreur sur l'écart en normalisation des deux spectres. Nous trouvons une valeur moyenne de 1.13% pour 10000 tirages aléatoires effectués. Cette valeur est à comparer aux 1.25% déterminés précédemment.

Afin de nous assurer de la validité de notre test, nous le reproduisons 10 000 fois, ce qui nous permettra d'avoir une valeur de compatibilité fiable.

Pour le scénario de détournement 100 jours / 300 jours, la compatibilité entre le spectre en énergie des  $\bar{\nu}_e$  à l'équilibre pour le scénario proliférant avec celui du comportement légitime est de 99.98%. Cette grande compatibilité entre les deux spectres est liée à la dépendance en l'axe des y du test KS. Sur une seule journée, le nombre d'événements par bin n'est pas suffisant pour permettre de discriminer les deux comportements. Pour pouvoir utiliser la forme du spectre, il conviendra donc d'accumuler les données sur plusieurs jours.

### III.1.5 Potentiel de détection

En définitive, nous procédons 10 000 fois à la construction des spectres, et dans chaque cas, nous tirons aléatoirement dans une barre d'erreur de 10% à  $1\sigma$  bin à bin. Pour chacune de ces 10 000 constructions, nous tirons 10 000 fois aléatoirement dans une barre d'erreur de 0.8% sur le nombre d'événements attendus par jour : cette barre est liée aux erreurs sur les taux de fissions, sommée quadratiquement avec une barre d'erreur statistique de 1%. En effet, nous ne traçons un point que tous les 10 000 événements. Nous compterons sur le nombre de jours requis pour détourner une SQ augmentée de 90 jours, soit 56+90 jours, en faisant l'hypothèse que nous sommes restés à l'équilibre 1/4 du réacteur avec des canaux rechargés tous les 100 jours et 3/4 du réacteur avec des canaux rechargés tous les 300 jours. Nous traçons alors un histogramme indiquant l'évolution dans le temps du nombre moyen d'événements détectés par jour lorsque 10 000  $\bar{V}_e$  ont été détectés pour le cas de comportement légitime (référence) et pour le cas de prolifération et effectuons le test de Kolmogorov ainsi que celui du  $\chi^2$  sur ces deux histogrammes. Ceci nous conduit donc à réaliser 10 000 tests KS par tirage aléatoire sur les spectres bin à bin. Nous comptabilisons le nombre de fois où la  $p$ -valeur obtenue pour le test est inférieure à 0.5, et réitérons cette opération pour chacun des 10 000 tirages sur les spectres bin à bin. Au bilan, les chiffres que nous donnons dans nos tableaux correspondent au nombre moyen (en %) de  $p$ -valeur obtenues inférieures à 0.5 (cf. fig. III.1.28).

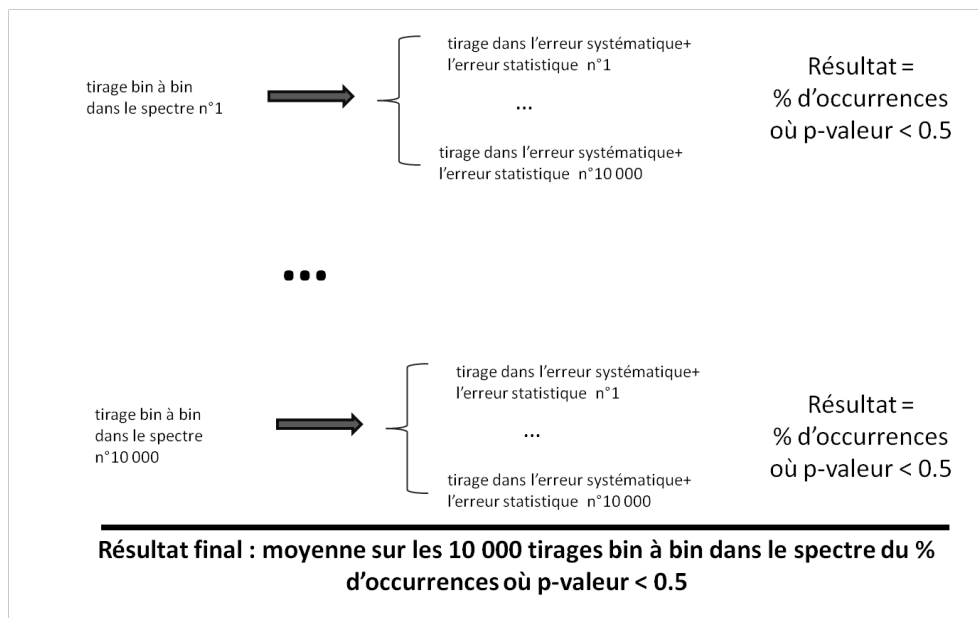


FIGURE III.1.28 – Calculs des  $p$ -valeurs reportés dans les tableaux.

Nous considérerons comme "faux positif" toute  $p$ -valeur de comparaison entre deux histogrammes créés pour deux scénarios de comportement légitime et qui sera inférieure à 0.5. Le choix de 0.5 est pris par défaut. Pour mémoire, nous appelons "faux négatif" un résultat ( $p$ -valeur) de comparaison entre un scénario proliférant et un scénario légitime supérieur à 0.5. (La probabilité de détection d'un comportement proliférant est donc de  $1 - \text{Proba}(\text{faux-négatif})$ .) Avec ce critère, on obtient le tableau III.1.4.

Test	Taux de faux positifs	Taux de faux négatifs
KS	23.9%	37%
$\chi^2$	3.7%	95.6%

TABLE III.1.4 – Potentiel de discrimination des comportements avec un détecteur de type NUCIFER positionné à 25m.

Le tableau III.1.4 montre que pour le détecteur positionné à 25m, le test de KS ne serait discriminant que 63% des cas. Nous refaisons le même test en positionnant le détecteur non plus à 25m mais à 15m. Nous

n'effectuerons pas le calcul pour le test du  $\chi^2$  qui n'est manifestement pas discriminant. Ce rapprochement induit les changements reportés dans le tableau III.1.5 :

Test	Taux de faux positifs	Taux de faux négatifs
KS	31%	4.7%

TABLE III.1.5 – Potentiel de discrimination des comportements avec un détecteur de type NUCIFER positionné à 15m.

Avec les données du tableau III.1.5, nous disposons des informations dont nous avons besoin pour appliquer le théorème de Bayes : le taux de faux-positifs et le taux de faux-négatifs en l'absence de toute autre hypothèse. Nous appliquons ce théorème dont nous résumons les résultats dans le tableau III.1.6 qui permet de calculer la "fiabilité" d'une détection positive en utilisant comme probabilité estimée de comportement proliférant, une évaluation (hypothèse) faite par les inspecteurs de l'AIEA de la probabilité qu'un état aurait de détourner de la matière fissile à partir de l'installation surveillée.

Probabilité estimée de comportement proliférant	25%	50%	75%
Probabilité de positif légitime détecté	50.6%	75.5 %	90.2 %
Probabilité d'un comportement faussement révélé	40.9%	24.5%	9.8%

TABLE III.1.6 – Probabilité de détection légitime et risque de fausse alerte en fonction de la probabilité estimée de comportement proliférant

Les tableaux III.1.4 et III.1.6 montrent que dans le cas où un comportement proliférant est suspecté (75% de probabilité estimée), la probabilité de détecter le comportement proliférant grâce à un détecteur d' $\bar{\nu}_e$  de 1.1t de liquide scintillant avec une efficacité de détection de 50% placé à 15m du réacteur est de 95.3% et le degré de confiance dans cette détection est de 90.2%. Lorsque le comportement proliférant est estimé peu probable (25%), on conserve la probabilité de sa détection à 95.3%, en revanche, le degré de confiance dans le résultat n'est plus que de 50.6%. Naturellement, il nous faut nuancer ces conclusions dans la mesure où il s'agit là d'un calcul volontairement conservatif. Par ailleurs, pour ce calcul, nous n'avons utilisé que la normalisation du spectre : une perspective intéressante serait de mener une étude sur l'accumulation du nombre d'événements nécessaire pour rendre le test KS discriminant sur la forme du spectre, malgré les barres d'erreur bin à bin qu'il convient d'affiner par ailleurs.

## III.1.6 Étude du scénario de détournement avec un rechargement de 50 jours / 350 jours

### III.1.6.1 Production en quantité et qualité du plutonium produit

La figure III.1.29 montre que le rechargement tous les 50 jours permet d'obtenir un plutonium avec une teneur de 90% en  $^{239}\text{Pu}$  ce qui correspond à une qualité quasi-militaire. Pour détourner une SQ, notre simulation MURE indique qu'il faut détourner 107 canaux (sur les 400 en réacteur).

### III.1.6.2 Faisabilité neutronique du plan de rechargement 50 jours / 350 jours

Nous regardons également le  $K_\infty$  à l'équilibre pour un scénario de détournement avec des rechargements tous les 50 jours / 350 jours (fig. III.1.30).

À partir de la figure III.1.30, on obtient un  $K_\infty$  à l'équilibre de 1.0324 en faisant la même hypothèse de conservation du nombre de rechargements quotidiens que pour le cas 100 jours / 300 jours. Ceci donne une marge de réactivité insuffisante pour le fonctionnement du réacteur. En revanche, le déséquilibre en réactivité est suffisamment faible pour partir d'un rechargement nominal tous les 200 jours et, à partir d'un instant t, détourner des canaux à 50 jours le temps de réunir une SQ (107 jours en ne détournant qu'un seul

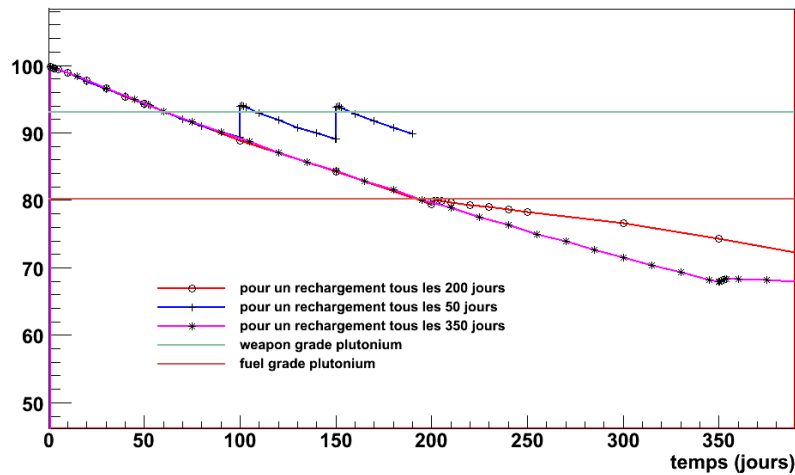
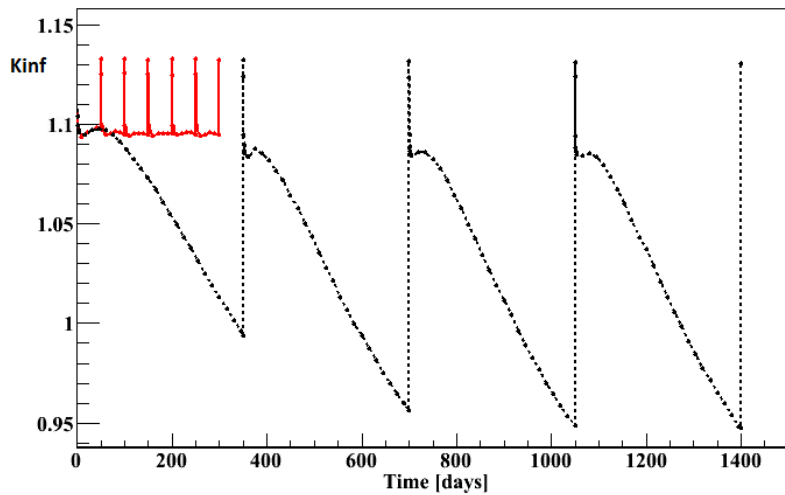


FIGURE III.1.29 – Qualité du plutonium produit avec un rechargement tous les 50 jours

FIGURE III.1.30 –  $K_{\infty}$  à l'équilibre pour un rechargement proliférant à 50 jours / 350 jours

canal, 58 en détournant deux canaux). Nous ferons l'hypothèse que pendant 107 jours, chaque jour, un canal à 50 jour est détourné, et un canal à 200 jours est laissé en réacteur. Le schéma de rechargement étant tel qu'il conduirait à un équilibre avec  $1/8^e$  du cœur à 50 jours et  $7/8^e$  du cœur à 350 jours. Avec ces hypothèses de rechargement, nous partons d'un  $K_{\infty}$  à l'équilibre pour des rechargements tous les 200 jours de 1.0736 et nous perturbons le comportement légitime avec le retrait de 107 canaux, on obtient, au bout de 107 jours un  $K_{\infty}$  minimal de :

$$\frac{107}{400} * 1.0324 + \left(1 - \frac{107}{400}\right) * 1.0736 = 1.0626 \quad (\text{III.1.1})$$

Compte tenu des incertitudes sur les calculs de  $K_{\infty}$  nous étudierons tout de même un équilibre 50 jours / 350 jours avec notre hypothèse de conservation du nombre de rechargements quotidiens.

### III.1.6.3 Calcul de l'influence d'un détournement avec le spectre reconstruit à partir de notre simulation

Nous construisons les spectres au 107<sup>e</sup> jour de détournement, et on obtient un écart entre les spectres présenté dans la figure III.1.31, avec en noir, le comportement légitime et en rouge, le comportement proliférant.

Les spectres indiquent que pour le comportement proliférant, le nombre d'événements attendu ce jour est de 1496 (pour mémoire, le comportement légitime génère 1523 événements/jour). On obtient donc une différence de 2.8% entre les deux comportements à la fin du détournement.

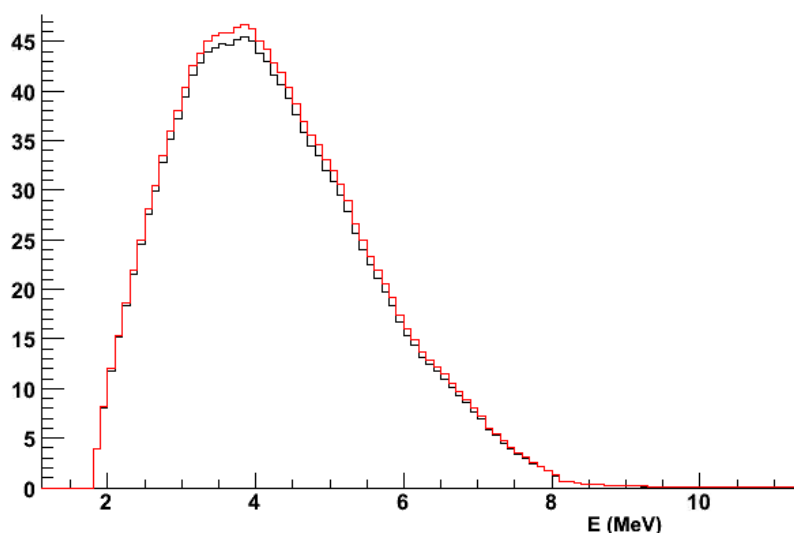


FIGURE III.1.31 – Écarts entre les spectres détectés pour un comportement légitime (rouge) et un comportement proliférant (noir)

Pour réaliser le calcul du détournement sur un transitoire à partir de l'équilibre légitime, nous avons pris la normalisation du spectre du comportement légitime à l'équilibre ainsi que celle du comportement proliférant 50/350 (donc 1/8 du cœur à 50 jours et 7/8e du cœur à 350 jours) à l'équilibre, en estimant que le temps nécessaire du passage de l'équilibre initial à l'équilibre final est de 400 jours. Nous partons donc de la normalisation du spectre à l'équilibre légitime et nous retirons chaque jour pendant 107 jours la quantité  $(N_{\text{légitime}} - N_{\text{équilibre 50/350}})/400$ .

Nous reproduisons le même test que dans le cas du rechargement 100 jours / 300 jours : 10000 tirages aléatoires dans la barre d'erreur sur les spectres, et pour chacun de ces tirages, 10000 tests KS et de  $\chi^2$  III.1.7 entre deux comportements. Nous réalisons ces tests pour deux scénarios de prolifération : le scénario "équilibre" correspond au scénario où le fonctionnement du réacteur est à l'équilibre avec 50 jours / 350 jours, le scénario "hors équilibre" correspond au détournement d'une SQ en partant de l'équilibre du comportement normal (transitoire) en réalisant le test sur 107 jours de détournement augmenté de 90 jours de "temps utile".

Test	Taux de faux positifs	Taux de faux négatifs "équilibre"	Taux de faux négatifs "transitoire"
KS	31%	0%	28.2%

TABLE III.1.7 – Potentiel de discrimination des comportements avec un détecteur de type NUCIFER positionné à 15m.

Probabilité estimée de comportement proliférant	25%	50%	75%
Cas d'une décroissance à partir de l'équilibre			
Probabilité de positif légitime détecté	43.6%	69.8 %	87.4 %
Probabilité d'un comportement faussement révélé	56.4%	30.2%	12.6%
Cas d'un équilibre proliférant			
Probabilité de positif légitime détecté	51.8%	76.3 %	90.6 %
Probabilité d'un comportement faussement révélé	48.8%	23.7%	9.4%

TABLE III.1.8 – Probabilité de détection légitime et risque de fausse alerte en fonction de la probabilité estimée de comportement proliférant

Les tableaux III.1.7 et III.1.8 montrent que dans le cas où un comportement proliférant est suspecté



(75% de probabilité estimée), la probabilité de détecter le comportement proliférant grâce à un détecteur d' $\bar{v}_e$  de 1.1t de liquide scintillant avec une efficacité de détection de 50% placé à 15m du réacteur est de 100% pour le cas "à l'équilibre", et de 71.8% pour le cas transitoire. Le degré de confiance dans cette détection est de 90.6% pour le cas à l'équilibre et de 87.4% pour le cas transitoire, en évaluant la probabilité de comportement proliférant à 75%.

### III.1.7 Conclusion

Nous venons de voir que situé à 25 m du réacteur, un détecteur de type NUCIFER aurait des difficultés à détecter un comportement proliférant, et qu'en le rapprochant à 15m du réacteur, il permettrait d'apporter une plus-value pour les Garanties de l'AIEA.

Pour l'équilibre 100 jours / 300 jours, un comportement proliférant est détecté avec une probabilité de 95%, et si on estime le risque d'un comportement proliférant supérieur à 50%, le degré de certitude de ce comportement proliférant en cas de détection positive est supérieur à 75% (et même 90% pour une probabilité de comportement proliférant estimée supérieure à 75%).

Pour le cas de l'équilibre 50 jours / 350 jours, les résultats pour un scénario à l'équilibre, dont la compatibilité avec la neutronique est délicate, sont meilleurs avec une détection du comportement proliférant à coup sûr, mais du même ordre de "qualité" d'une détection positive. En ce qui concerne le scénario "transitoire", la détection avérée a lieu dans un peu plus des deux tiers des cas. La question qu'il convient de se poser est alors : le risque d'avoir deux chances sur trois d'être détecté est-il suffisamment grand pour dissuader un opérateur d'avoir un comportement proliférant.

Il convient de noter que la "qualité" des détections positives est altérée par le fort taux de risque de faux-positifs. Ce risque de faux-positif est lié à notre gestion conservatrice de la barre d'erreur bin à bin de 10% prise pour notre reconstruction du spectre. Nous voyons ici une première voie d'amélioration de notre calcul : faire une étude complète des barres d'erreurs afin de réaliser un calcul affiné et plus proche de la réalité.

Par ailleurs, le nécessaire rapprochement du détecteur nécessite d'évaluer les effets d'espace, dans la mesure où l'approximation ponctuelle n'est plus raisonnable. Il s'agira donc de déterminer le terme  $Ge_{R,D}(d)$  rendant compte de l'efficacité géométrique pour la détection que nous avons introduit dans la conclusion partielle I.7 (avec  $R$ , le réacteur,  $D$ , le détecteur et  $d$ , la distance entre  $R$  et  $D$ ) afin de l'ajouter dans la formule de passage du spectre émis au spectre détecté.

Notons enfin que dans nos tests de scénarios de prolifération, nous n'avons utilisé que la normalisation des spectres émis. Une autre voie d'amélioration du calcul est de réaliser les tests également sur la forme du spectre. Cette étude serait d'autant plus intéressante à mener qu'elle permettrait de tester d'autres scénarios de prolifération.

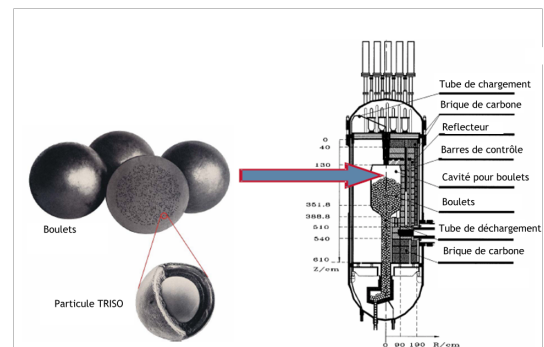
L'équation I.4.1, en effet, montre que le nombre d' $\bar{v}_e$  attendus dans le détecteur dépend à la fois de la puissance et de la composition du combustible. En ne testant que la normalisation du spectre, nous faisons l'hypothèse implicite que nous connaissons la puissance délivrée par le réacteur. Or, un scénario de détournement possible serait de faire fonctionner le réacteur à une puissance différente de la puissance nominale, ce qui permettrait de masquer le détournement. Pour ce type de scénario, c'est bien la forme du spectre qui serait la mieux à même, *a priori*, de mettre en évidence le comportement proliférant.

## Bibliographie

- [1] CANTEACH, *Cours de physique du réacteur CANDU*,  
<http://www.nuceng.ca/canteachmirror/library/20070800.pdf> (2007)
- [2] V-M. Bui, La décroissance  $\beta$  des produits de fission pour la non-prolifération et la puissance résiduelle des réacteurs nucléaires, thèse soutenue à Nantes (2012).

- [3] P. Guillemin, *Recherche de la haute conversion en cycle Thorium dans les réacteurs CANDU et REP. Développement des méthodes de simulation associées et étude de scénarios symbiotiques.*, thèse soutenue à Grenoble (2009).
- [4] A. Nuttin et al., *Study of CANDU Thorium-based Fuel Cycles by Deterministic and Monte Carlo Methods*, PHYSOR-2006, ANS Topical Meeting on Reactor Physics, Vancouver, BC, Canada. (2006)
- [5] P. Huber, Phys. Rev. **C84**, 024617 (2011).
- [6] A. Onillon et al. en préparation, collab. DChooz
- [7] Th. A. Mueller al., *Improved prediction of antineutrino spectra*, Phy. Rev. C **83** (2011);
- [8] C. Jones et al., accepted in Phys. Rev. D, [arxiv.org/abs/1109.5379](https://arxiv.org/abs/1109.5379)

## III.2. Études de scénarios de prolifération avec un VHTR



Un réacteur à boulet en coupe

### Sommaire

III.2.1	Les différents types de VHTR . . . . .	<b>138</b>
III.2.1.1	Les particules de combustible . . . . .	138
III.2.1.2	Les réacteurs compacts . . . . .	138
III.2.1.3	Les réacteurs à lit de boulets . . . . .	138
III.2.2	Présentation du réacteur de référence - validation de la neutronique . . . . .	<b>139</b>
III.2.2.1	Caractéristiques génériques du réacteur . . . . .	139
III.2.2.2	Traitement de l'hétérogénéité du combustible dans le boulet . . . . .	139
III.2.2.3	Combustible UOx . . . . .	141
III.2.2.4	Combustible PuOx . . . . .	143
III.2.2.5	Combustible ThUOx . . . . .	144
III.2.3	Scénario de prolifération pour un combustible UOx . . . . .	<b>145</b>
III.2.3.1	Détermination de la quantité et qualité du plutonium produit . . . . .	147
III.2.3.2	Détermination du temps de résidence des boulets . . . . .	147
III.2.3.3	Étude de l'influence du scénario sur la neutronique et les $\bar{V}_e$ émis . . . . .	149
III.2.4	Scénarios de prolifération pour des combustibles innovants . . . . .	<b>153</b>
III.2.5	Application au PBMR . . . . .	<b>154</b>
III.2.5.1	Cas d'origine à 400MWe . . . . .	155
III.2.5.2	Cas réduit à 200MWe . . . . .	157
III.2.6	Influence du stockage des boulets dans l'enceinte de la centrale . . . . .	<b>158</b>
III.2.7	Conclusions . . . . .	<b>159</b>
	Bibliographie . . . . .	<b>161</b>

PARMI LES RÉACTEURS DE GÉNÉRATION IV, le concept de réacteur à très haute température figure parmi les plus avancés. Déjà expérimenté à l'après-guerre, ce type de réacteur a connu un regain d'intérêt au cours de ces dernières années. Aujourd'hui, la Chine et le Japon sont les plus en pointe en termes de R&D de ce type de réacteur. La Chine, avec le HTR-10, dont la première divergence a eu lieu en 2003. Le Japon, avec le HTTR (30 MW, première criticité en 1998) qui réalise en plus le couplage avec une installation de

production d'hydrogène [1, 2].

En plus de potentiellement pouvoir accéder à ce type de processus industriels, le VHTR présente l'avantage d'améliorer le rendement thermodynamique et d'évacuer la puissance résiduelle naturellement, par convection. Son inconvénient majeur (en contrepartie de sa qualité d'évacuation de puissance résiduelle) est une très faible puissance spécifique.

## III.2.1 Les différents types de VHTR

### III.2.1.1 Les particules de combustible

Le combustible des réacteurs VHTR possède un conditionnement particulier. Il est en effet mis sous forme de particules TRISO, prévues pour améliorer le confinement des produits radioactifs.

La mise au point de telles particules répond à deux objectifs principaux : améliorer la garantie du confinement des produits de fission avec une gaine adaptée au mieux et concevoir un conditionnement du combustible qui soit résistant à la prolifération.

Il est établi depuis quelques années que ce dernier point n'est pas acquis : des procédés chimiques et/ou mécaniques d'extraction du combustible de sa gaine simples à mettre en œuvre ont été mis en évidence ces dernières années. Nous citerons en particulier les travaux de thèse réalisés par F. Guittonneau au sein de SUBATECH sur ce chapitre ([3]).

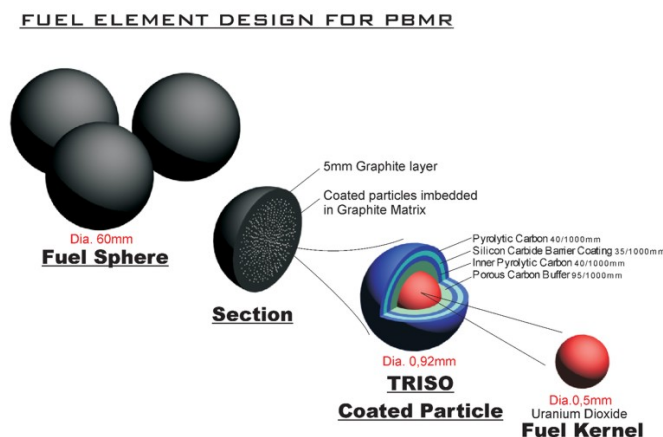


FIGURE III.2.1 – Constitution d'un boulet et d'une particule TRISO d'après le site du concepteur PBMR [4]

### III.2.1.2 Les réacteurs compacts

La capacité d'extraire le combustible de sa gaine n'est pas si propice à la prolifération pour les réacteurs à très haute température de type compact, dont les particules TRISO sont emprisonnées dans des crayons de graphite. Les réacteurs utilisant ce concept sont à rechargement "à froid", *i.e.* nécessitent un arrêt du réacteur pour recharger le combustible. Détourner ce genre de combustible est donc au moins aussi compliqué que pour un réacteur à eau pressurisée actuel, puisque le mode de rechargement est le même, et qu'au lieu d'être sous forme de crayons, le combustible est sous forme de particules TRISO.

### III.2.1.3 Les réacteurs à lit de boulets

Les réacteurs à lit de boulets, en revanche, deviennent potentiellement proliférants du fait de leur rechargement en ligne. En effet, il est possible, *a priori*, de détourner des boulets de combustible à un burnup donné pendant le fonctionnement du réacteur, et d'en récupérer les particules TRISO selon un procédé chimique.

C'est ce type de scénario que nous nous proposons d'étudier dans les lignes qui suivent, pour divers combustibles.

### III.2.2 Présentation du réacteur de référence - validation de la neutronique

La difficulté majeure liée à la modélisation d'un réacteur à boulets tient à la "double hétérogénéité" due à la distribution stochastique des particules TRISO dans les boulets, et à la distribution stochastique des boulets dans le réacteur. Dans la mesure où nous n'avons pas accès à des données expérimentales pour ce type de réacteur, nous avons pris soin de nous comparer à un réacteur de référence proposé dans le cadre d'un benchmark organisé par l'Agence de l'Énergie Nucléaire (AEN) [5].

Ce benchmark est réalisé pour trois types de combustibles différents qui seront traités dans les paragraphes qui suivent.

#### III.2.2.1 Caractéristiques génériques du réacteur

Les caractéristiques génériques du réacteur de référence sont données dans la fig. III.2.2, qui est une reproduction de la p.86 de la référence [5].

Ce réacteur développe donc une densité de puissance (puissance spécifique) de  $3\text{MW}/\text{m}^3$  (pour mémoire  $\simeq 100$  pour un REP), ce qui revient à une puissance développée par boulet de 556.25W. La géométrie des boulets est légèrement différente pour les combustibles PuOx et ThUOx (dont les billes de combustibles ont des diamètres deux fois plus petits que ceux de l'uranium).

#### III.2.2.2 Traitement de l'hétérogénéité du combustible dans le boulet

Parmi les participants du benchmark, seuls le participant A, qui utilise un code déterministe, WIMS avec la base de données JEFF2.2 et le participant D, qui utilise MCNP4B associé à ENDF5 ont fourni des inventaires pour les trois types de combustible simulés. Ces deux participants nous servent de référence et nous permettent de tester l'influence du code et de la base de données : nous utilisons MCNP5 associé à la base de données ENDFB6.8 en priorité, complétée de JEFF3.1. Par ailleurs, nous regarderons également les résultats de neutronique du participant F, qui utilise KENO V et ENDFB 5.

D'après l'article [6], l'approximation du boulet avec une distribution stochastique des particules TRISO par un maillage régulier est acceptable (induisant une erreur négligeable) dès lors que les conditions au bord sont respectées et que l'écart en inventaire de matière fissile est inférieur à 1%. Nous procéderons donc à l'étude en réalisant l'approximation du boulet avec une grille régulière de particules TRISO, en prenant soin qu'aucune d'entre elle ne soit en intersection avec le bord. L'utilisation d'une grille régulière (cf. fig. III.2.3) pour notre simulation conduit à une géométrie réalisée qui simule 14939 particule TRISO au lieu de 15000, conduisant à un écart en inventaire initial de 0.46% en masse, ce qui est compatible avec les hypothèses de validité de l'article [6].

Nous pouvons procéder à la comparaison de notre simulation avec les participants du benchmark [5] pour les trois combustibles dans le cas du réacteur infini : nous positionnons un miroir autour du boulet, ce qui donne un taux de compaction de 51%, ce qui est plus faible que la valeur du benchmark, donnée pour 61%. Le traitement du boulet avec un miroir nous affranchit dans un premier temps du traitement de la deuxième hétérogénéité ; nous reviendrons par ailleurs sur cette problématique de taux de compaction lorsque nous évaluerons les fuites. Nous retiendrons pour l'instant qu'un tel écart dans le taux de compaction va nous conduire à sous-estimer les  $K_\infty$  calculés.

Pour la phase de comparaison avec les participants du benchmark, afin d'être comparables, nous réalisons 1 point tous les 10 GWd/t en suivant l'histoire de 100 000 neutrons sur 100 cycles actifs et 100 cycles inactifs. La température adoptée pour le combustible est de 1000K, et pour le graphite, 800K afin de pouvoir bénéficier du traitement  $S(\alpha, \beta)$  qui affine les calculs des interactions entre les neutrons et le modérateur. Nous utilisons prioritairement la base de données ENDFB6.8, complétée par la base de données JEFF3.1. Nous avons par ailleurs fait le choix de réaliser le calcul sans l'approximation de l'option `SetMultiGroupTallies()`.

Pour la partie étude de scénario, dans la mesure où les points tous les 10 GWd/t sont très espacés (de

**Table A.1. U benchmark: Core, pebble and coated particle parameter listing**

Item	Units	Value
<b>Reactor parameters:</b>		
Power	MW	200
Core volume	m <sup>3</sup>	66.657
He core inlet temperature (at full power)	°C	400
He core outlet temperature (at full power)	°C	950
He pressure (at full power)	MPa	4
Coolant mass flow	Kg/s	70.024
<b>Core specification:</b>		
Core height	m	9.43
Core radius	m	1.5
Number of pebbles per m <sup>3</sup>	–	5 394
Number of pebbles in core	–	359 548
Packing fraction of pebbles in core	%	61
Graphite structure natural boron impurity by mass (materials 1, 3, 4, 5, 6, 7, 8, see Table A.7)	ppm	2
<b>Fuel pebble specification:</b>		
Unit cell square pebble array pitch (cubical outer boundary)	cm	6.0
Unit cell coolant outer radius (spherical outer boundary)	cm	3.53735
Pebble diameter	cm	6.0
Radius of fuel zone	cm	2.5
Outer carbon coating thickness	cm	0.5
Outer carbon natural boron impurity by mass	ppm	0.5
Number of coated particles per pebble	–	15 000
Packing fraction of coated particles	%	9.043
Graphite matrix density	g/cm <sup>3</sup>	1.75
Graphite matrix natural boron impurity by mass	ppm	0.5
Outer carbon coating density	g/cm <sup>3</sup>	1.75
UO <sub>2</sub> fuel mass per pebble	g	10.210
<b>Coated particle specification:</b>		
Fuel in kernel UO <sub>2</sub>		
UO <sub>2</sub> fuel density	g/cm <sup>3</sup>	10.4
Uranium enrichment (by mass <sup>235</sup> U/( <sup>235</sup> U + <sup>238</sup> U))	%	8.2
Fuel natural boron impurity by mass	ppm	1
Outer coated particle radius	mm	0.455
Fuel kernel radius	mm	0.25
Coating materials	–	C/C/SiC/C
Coating thickness	mm	0.09/0.04/0.035/0.04
Coating densities	g/cm <sup>3</sup>	1.05/1.9/3.18/1.9

FIGURE III.2.2 – Caractéristiques génériques du réacteur du benchmark (p.86 [5])

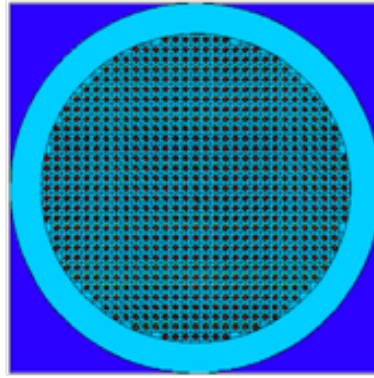


FIGURE III.2.3 – Boulet simulé avec MURE

l'ordre de 160 jours pour le combustible uranium), nous avons pris les mêmes températures, nous suivons toujours 100 000 neutrons sur 100 cycles actifs et 100 cycles inactifs, mais nous utilisons l'option `SetMultiGroupTallies()`, en choisissant de multiplier par 10 le nombre de groupes par décade via l'option `MURE::SetMultiGroupDecadeMultiplier(10)`, nous utilisons également notre option `MURE::SetNeutronRun()` et enfin nous effectuons un calcul tous les 25 jours.

### III.2.2.3 Combustible UOx

La réalisation de la simulation pour le combustible UOx donne un  $K_\infty$  de  $1.40942 \pm 100$  pcm. Ce résultat est très inférieur à l'estimation WIMS/JEF2.2 ( $1.4329 \pm 100$  pcm), mais tout à fait compatible avec le résultat de l'estimation F, KENO V / ENDFB 5 ( $1.40889 \pm 47$  pcm), qui a utilisé un miroir cubique autour du boulet, ainsi que nous l'avons fait. Le participant D n'a pas fourni d'estimation de  $K_\infty$  pour ce test.

Par ailleurs, nous vérifions, à partir des taux de réaction, que nous reproduisons bien la puissance requise par boulet.

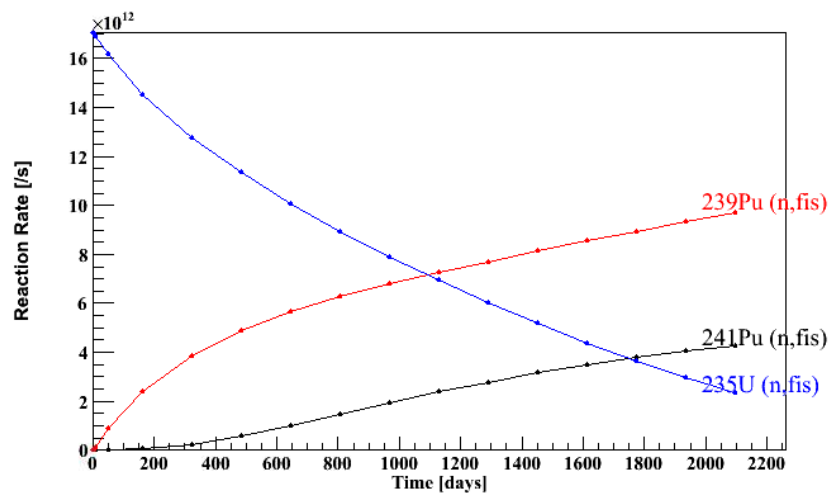


FIGURE III.2.4 – Évolution dans le temps des contributions des principaux noyaux fissiles dans le boulet.

Les taux de réaction montrés en fig. III.2.4 reproduisent une puissance de 556,25W à 0.6% près.

La comparaison entre les inventaires en  $^{239}\text{Pu}$  est montrée en fig. III.2.5, avec en noir, l'écart entre WIMS9/JEF2.2 et MCNP5/ENDFB6.8, en rouge, entre MCNP4B/ENDF5 et MCNP5/ENDF6.8 et enfin en bleu, entre WIMS9/JEF2.2 et MCNP4B/ENDF5. Pour les noyaux les plus importants ( $^{235}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$  et  $^{241}\text{Pu}$ ), l'écart en inventaires entre notre simulation (MCNP5/ENDFB6.8) et WIMS9/JEF2.2 est compris entre 2% et 10%. Avec MCNP4B/ENDF5, les écarts atteignent jusqu'à 18%.

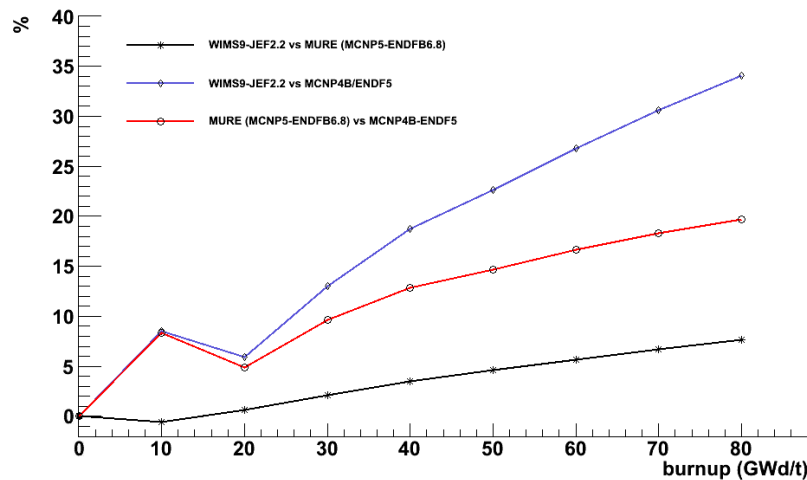


FIGURE III.2.5 – Comparaison des inventaires en  $^{239}\text{Pu}$  entre notre simulation et les résultats des participants du benchmark

Comme l'indique la figure III.2.5, les écarts en inventaires constatés entre notre simulation et celles des participants du benchmark place notre simulation comme intermédiaire. Nous interprétons ces écarts comme liés à la contribution de deux, puis trois noyaux principaux aux taux de fissions. Par conséquent, la répartition des taux de fissions est calculée à partir des données nucléaires des bases de données, en particulier les résonances de l' $^{238}\text{U}$ . De ce fait, les différences entre les bases de données ont une influence sur le calcul de l'équilibre des contributions de chaque noyau.

Nous faisons les mêmes comparaisons pour l' $^{235}\text{U}$  et le  $^{241}\text{Pu}$  en utilisant le même code couleur, et nous obtenons les figures III.2.6 et III.2.7.

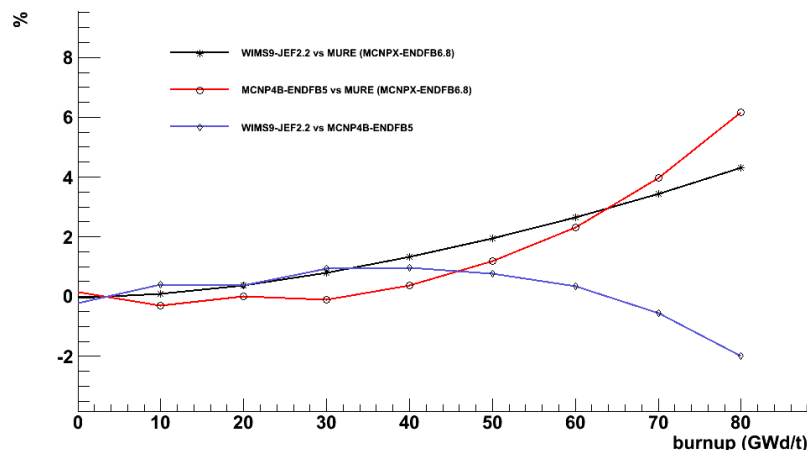


FIGURE III.2.6 – Comparaison des inventaires en  $^{235}\text{U}$  entre notre simulation et les résultats des participants du benchmark

Dans les deux cas de figure, les écarts observés ont des amplitudes moindres que pour le  $^{239}\text{Pu}$ . Notre écart en inventaire sur l' $^{235}\text{U}$  est le plus important par rapport aux deux participants du benchmark, en revanche, pour le  $^{241}\text{Pu}$  notre simulation est de nouveau plus proche de WIMS9/JEF2.2.

Au bilan, nous voyons que notre simulation consomme davantage d' $^{235}\text{U}$  et produit davantage de  $^{239}\text{Pu}$  et de  $^{241}\text{Pu}$  que les autres participants ; nous voyons par ailleurs qu'elle donne des résultats plus proches de ceux produits avec WIMS9/JEF2.2 que de ceux obtenus avec MCNP/ENDF5. Ce dernier point montre la grande importance du choix de la base de données et de sa mise à jour.



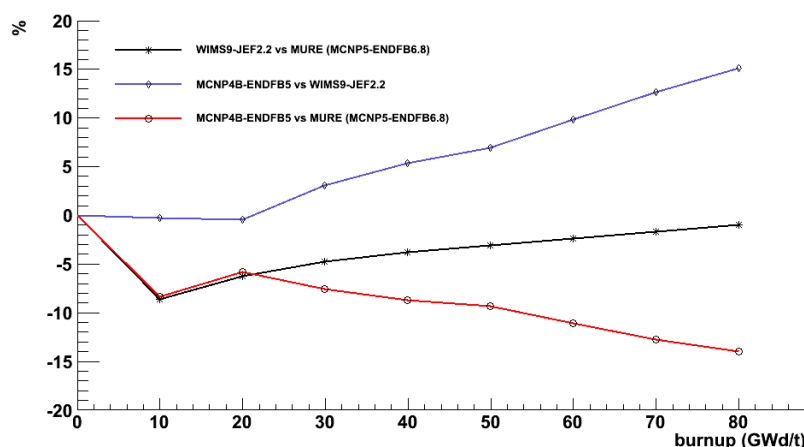


FIGURE III.2.7 – Comparaison des inventaires en  $^{241}\text{Pu}$  entre notre simulation et les résultats des participants du benchmark

### III.2.2.4 Combustible PuOx

Là encore, nous simulons 14939 CP dans le boulet au lieu de 15000, nous conduisant à une masse de PuOx de 1.124g au lieu de 1.129, soit une erreur en masse de 0.44%. (Les caractéristiques du boulet sont présentées fig. III.2.8).

Table A.4. Pu benchmark: Core, pebble and coated particle parameter listing

Item	Units	Value
<b>Reactor parameters:</b>		
Power	MW	200
Core volume	m <sup>3</sup>	66.657
He core inlet temperature (at full power)	°C	400
He core outlet temperature (at full power)	°C	950
He pressure (at full power)	MPa	4
Coolant mass flow	Kg/s	70.024
<b>Core specification:</b>		
Core height	m	9.43
Core radius	m	1.5
Number of pebbles per m <sup>3</sup>	–	5 394
Number of pebbles in core	–	359 548
Packing fraction of pebbles in core	%	61
Graphite structure natural boron impurity by mass (materials 1, 3, 4, 5, 6, 7, 8, see Table A.7)	ppm	2
<b>Fuel pebble specification:</b>		
Unit cell square pebble array pitch (cubical outer boundary)	cm	6.0
Unit cell coolant outer radius (spherical outer boundary)	cm	3.53735
Pebble diameter	cm	6.0
Radius of fuel zone	cm	2.5
Outer carbon coating thickness	cm	0.5
Outer carbon natural boron impurity by mass	ppm	0.5
Number of coated particles per pebble	–	15 000
Packing fraction of coated particles	%	3.45
Graphite matrix density	g/cm <sup>3</sup>	1.75
Graphite matrix natural boron impurity by mass	ppm	0.5
Outer carbon coating density	g/cm <sup>3</sup>	1.75
PuO <sub>2</sub> fuel mass per pebble	g	1.129
Average power per pebble	watts	556.25
<b>Coated particle specification:</b>		
Fuel in kernel PuO <sub>2</sub>		
PuO <sub>2</sub> fuel density	g/cm <sup>3</sup>	10.4
Fuel natural boron impurity by mass	ppm	1
Outer coated particle radius	mm	0.33
Fuel kernel radius	mm	0.12
Coating materials	–	C/C/SiC/C
Coating thickness	mm	0.095/0.04/0.035/0.04
Coating densities	g/cm <sup>3</sup>	1.05/1.9/3.18/1.9

FIGURE III.2.8 – Données du benchmark pour le combustible PuOx.

En regardant les taux de fissions fig. III.2.9, il apparaît que le  $^{239}\text{Pu}$  reste le contributeur très majoritaire pendant l'ensemble d'un cycle, et que seuls les isotopes du plutonium contribuent à la fission. De ce fait, le calcul des taux de fissions n'est plus sensible aux bases de données utilisées car il est imposé par la seule

puissance du réacteur.

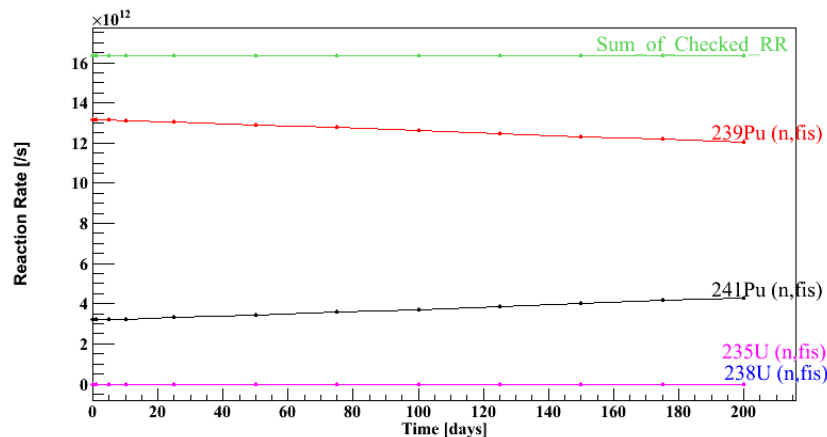


FIGURE III.2.9 – Évolution des taux de fissions pour le combustible PuOx.

Nous présentons ensuite les écarts en inventaire pour le  $^{239}\text{Pu}$  fig. III.2.10 avec les participants du benchmark.

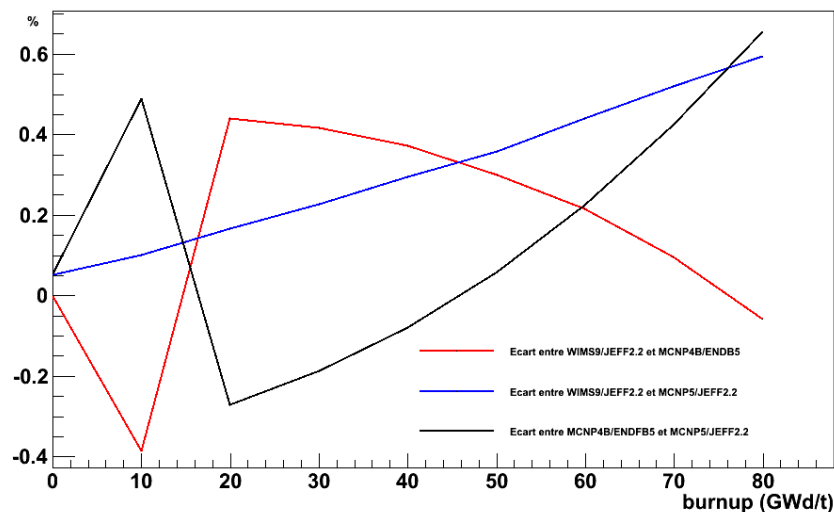


FIGURE III.2.10 – Écarts en inventaires de  $^{239}\text{Pu}$  pour le combustible PuOx

Les différences d'inventaires initiaux avec la simulation réalisée avec MCNP4B/ENDB5 proviennent du fait que les données de cette simulation ne sont fournies qu'avec deux chiffres significatifs. On remarque que les écarts en inventaires quels que soient les codes et bases de données utilisés sont inférieurs à 1%.

Il nous reste à regarder l'évolution dans le temps des inventaires en plutonium (ce qui, au passage, nous en fournit la qualité) que nous présentons fig. III.2.11.

Ce qu'on peut remarquer sur l'évolution de l'inventaire en plutonium d'un tel réacteur est que non seulement la quantité de plutonium diminue avec le temps, mais qu'en plus, sa qualité se dégrade. Par ailleurs, la contribution croissante du  $^{241}\text{Pu}$  à la production de puissance empêche sa croissance en inventaire dans le vecteur plutonium.

### III.2.2.5 Combustible ThUOx

Le boulet de combustible ThUOx possède la même géométrie que celui de PuOx (cf fig. III.2.12) et présente en conséquence les mêmes écarts en inventaires initiaux. Nous ne montrerons que l'écart obtenu avec le participant A (WIMS9/JEF2.2); le participant D (MCNP4B/ENDB5) n'ayant fourni que des données

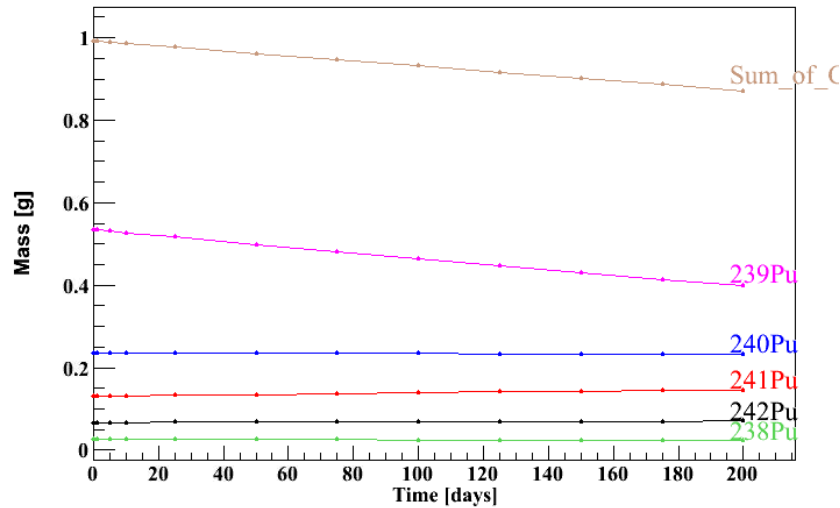


FIGURE III.2.11 – Évolution du "vecteur" plutonium sous irradiation, dans un boulet

avec deux décimales (qui donnent des écarts inférieurs à 1 % également.)

Table A.9. U/Th benchmark: Pebble and coated particle parameter listing

Item	Units	Value
<b>Fuel pebble specification:</b>		
Unit cell square pebble array pitch (cubical outer boundary)	cm	6.0
Unit cell coolant outer radius (spherical outer boundary)	cm	3.53735
Pebble diameter	cm	6.0
Radius of fuel zone	cm	2.5
Outer carbon coating thickness	cm	0.5
Outer carbon natural boron impurity by mass	ppm	0.5
Number of coated particles per pebble	–	15 000
Packing fraction of coated particles	%	3.45
Graphite matrix density	g/cm <sup>3</sup>	1.75
Graphite matrix natural boron impurity by mass	ppm	0.5
Outer carbon coating density	g/cm <sup>3</sup>	1.75
Fuel mass per pebble	g	1.129
<b>Coated particle specification:</b>		
Fuel in kernel: <sup>233</sup> U/ <sup>232</sup> Th mixed oxide		
Fuel density	g/cm <sup>3</sup>	10.4
<sup>233</sup> U enrichment (by mass <sup>233</sup> U/( <sup>233</sup> U + <sup>232</sup> Th))	%	7.48
Fuel natural boron impurity by mass	ppm	1
Outer coated particle radius	mm	0.455
Fuel kernel radius	mm	0.12
Coating materials	–	C/C/SiC/C
Coating thickness	mm	0.095/0.04/0.035/0.04
Coating densities	g/cm <sup>3</sup>	1.05/1.9/3.18/1.9

FIGURE III.2.12 – Données du benchmark pour le combustible ThUOx.

Dans un premier temps, nous vérifions les taux de réactions que nous présentons III.2.13, qui montrent que le contributeur très majoritaire aux taux de fissions est <sup>233</sup>U. Le benchmark ne porte que sur 40 GWd/t, ce qui correspond à 70 jours en réacteurs. Nous présentons toutefois l'évolution sur 160 jours pour mettre en évidence la contribution croissante de l'<sup>235</sup>U en cas de temps de résidence plus important que prévu.

Du fait de la prédominance de l'<sup>233</sup>U dans les taux de fissions (fig. III.2.13), les écarts en inventaires dans les noyaux d'intérêt sont toujours inférieurs à 1 %, comme le confirme la figure III.2.14.

L'évolution en inventaire de ce combustible est décroissante dans le temps, comme le montre la fig. III.2.15.

### III.2.3 Scénario de prolifération pour un combustible UOx

Au sein d'un réacteur à lits de boulets, une partie des boulets est retirée chaque jour afin de tester le burnup du combustible. Si celui-ci est inférieur au burnup maximal, il est remis en réacteur. Dans le cas

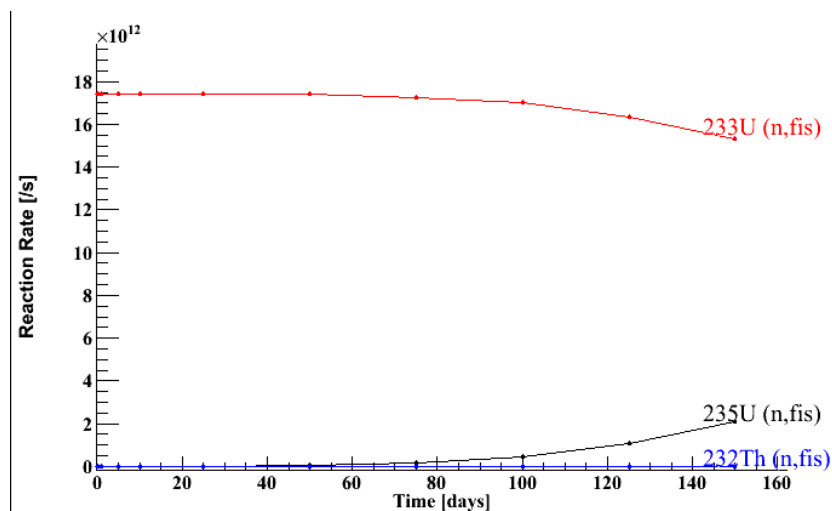


FIGURE III.2.13 – Évolution des taux de fissions pour le combustible ThUOx.

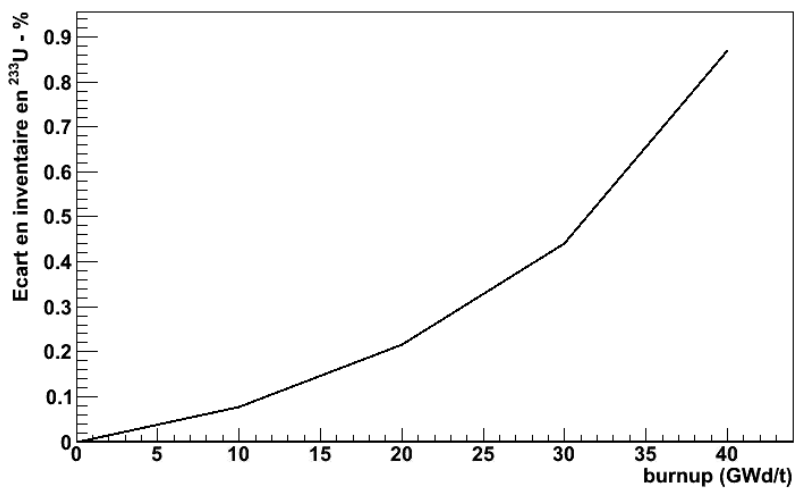
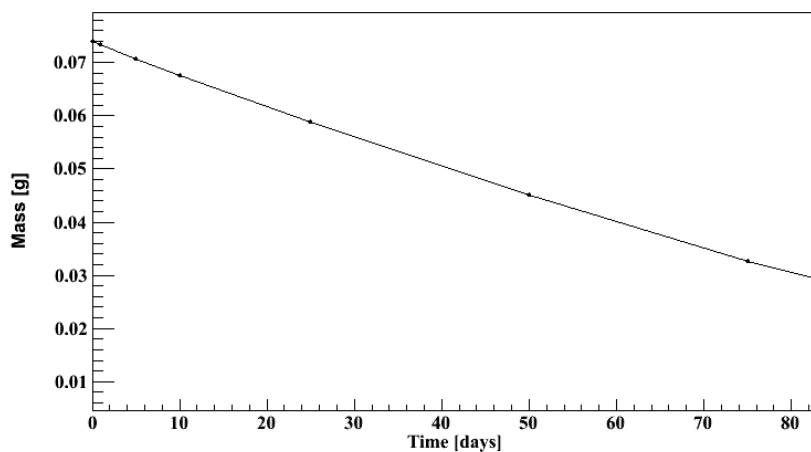


FIGURE III.2.14 – Écarts en inventaires entre notre simulation et le participant A (WIMS/JEF2.2) pour le combustible ThUOx

FIGURE III.2.15 – Évolution de l'inventaire en  $^{233}\text{U}$  jusque 40 GWd/t ( $\simeq 70$  jours) dans un boulet

contraire, il est acheminé dans un hall de refroidissement.

Dans un premier temps, nous déterminerons la quantité et la qualité du plutonium produit, puis nous déterminerons le temps de résidence des boulets. Ceci nous permettra d'évaluer le nombre de boulets remis en jeu quotidiennement.

### III.2.3.1 Détermination de la quantité et qualité du plutonium produit

A partir des inventaires obtenus avec la simulation, nous pouvons tracer l'évolution dans le temps de la quantité du plutonium produit, ainsi que de sa teneur en  $^{239}\text{Pu}$ . Nous traduirons la quantité de plutonium produit en termes de nombres de boulets à détourner pour réunir une SQ.

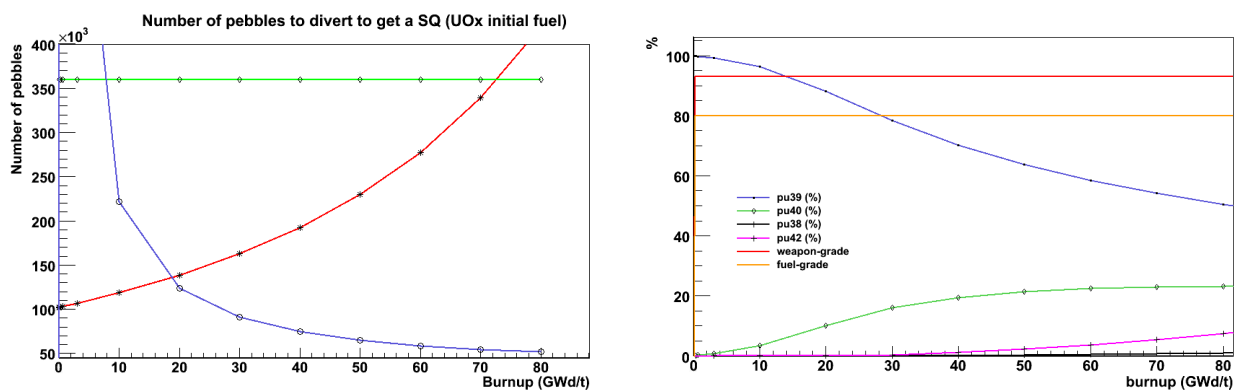


FIGURE III.2.16 – Nombre de boulets à détourner pour récupérer une SQ et qualité du plutonium produit en fonction du burnup

La figure III.2.16 montre que la première occurrence où il est plus aisé de détourner du plutonium (en bleu sur la fig. de gauche) que de l'uranium (en rouge, sur la fig. de gauche) est pour un burnup de 20 GWd/t. À ce burnup, la teneur en  $^{239}\text{Pu}$  (représentée en bleu sur la figure de droite) est légèrement inférieure à la qualité "weapon-grade" (88% pour 93%, ligne rouge). À 30 GWd/t, on passe légèrement en deçà de la limite fuel-grade (78% pour 80%, ligne orange). Pour pouvoir procéder à l'étude du détournement proliférant, il nous reste à déterminer quel est l'équilibre du réacteur. Pour cela, il nous faut déterminer le temps de résidence des boulets en réacteur.

### III.2.3.2 Détermination du temps de résidence des boulets

#### Détermination des fuites par une simulation de cœur complet simplifié

Ce point nous confronte à la deuxième hétérogénéité : la distribution des boulets dans le cœur. Nous limiterons volontairement notre étude à une seule simulation par type d'arrangement des boulets, afin d'avoir une estimation des fuites. La simulation du réacteur complet en évolution nécessiterait de lancer un grand nombre de fois ces simulations en modifiant de façon stochastique les arrangements des boulets entre eux, ce qui n'est pas notre objectif.

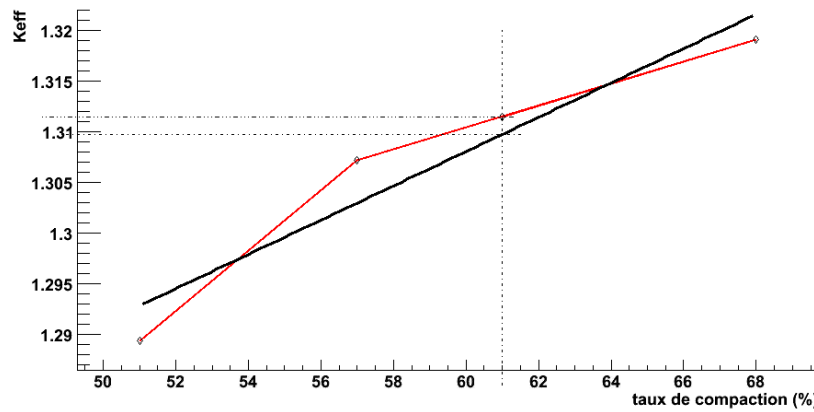
Le taux de compaction de 61% indiqué dans le benchmark [5] ne correspond à aucun arrangement cristallin. De fait, il s'agit d'un mélange d'arrangements divers comprenant les types "cubique", "hexagonal" et "cubique centré". D'après l'article [7], cette valeur de 61% correspond à la valeur la plus probable, même s'il n'existe aucune preuve théorique ou expérimentale qu'il s'agisse du taux de compaction qui sera effectivement réalisé dans un réacteur à lit de boulets. Ce même article indique que  $K_{\text{eff}}$  peut être approximé par une fonction linéaire du taux de compaction, si celui est compris entre 50 et 70 %.

De ce fait, nous avons procédé à la simulation d'un cœur complet avec les caractéristiques définies dans le benchmark [5] pour des arrangements cubique, hexagonal et cubique centré. Les taux de compaction correspondant étant donnés dans le tableau III.2.1 :

Le tracé du  $K_{\text{eff}}$  en fonction du taux de compaction nous a fourni la figure III.2.17. A partir de cette figure, et en se comparant au  $K_{\infty}$  calculé plus tôt, on peut en déduire le taux de fuite des neutrons.

Arrangement	Cubique	Hexagonal	Cubique centré
Taux de compaction	51%	57 %	68 %

TABLE III.2.1 – Taux de compaction en fonction de l'arrangement cristallin

FIGURE III.2.17 – Valeur du  $K_{eff}$  en fonction du taux de compaction

Nous obtenons le  $K_{eff}$  à 61% de taux de compaction par interpolation linéaire des points obtenus : il vaut 1.31148. Sur la fig. III.2.17, la droite noire correspond au fit linéaire pour les points calculés avec MURE. Avec ce fit, nous obtenons un  $K_{eff}$  à 61% de taux de compaction de 1.30978, soit 170 pcm de moins. Avec un  $K_{\infty}$  de 1.4094 calculé précédemment, on en déduit que le taux de fuites est compris entre 9.8% et 10%.

### Application à la détermination du temps de résidence

De ce résultat, on peut finalement conclure sur le temps de résidence des boulets en faisant une hypothèse sur l'efficacité des absorbants de contrôle.

En effet, nous utiliserons la technique décrite dans la thèse de P. Guillemain [8] pour son étude de réacteur CANDU. Le temps de résidence correspond à l'abscisse de l'intersection entre le  $K_{\infty moy}$  et la somme (1+fuites+efficacité des absorbants). En faisant une hypothèse de 3500 pcm d'efficacité des absorbants de contrôle, on obtient un temps de résidence correspondant à un burnup de 80 GWd/t (cf fig. III.2.18), ici 1289 jours.

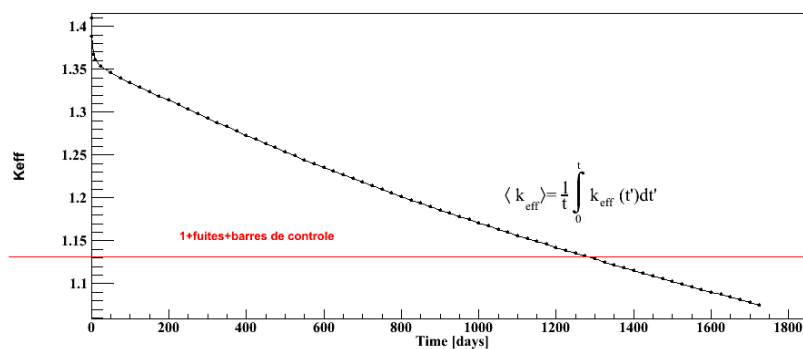


FIGURE III.2.18 – Détermination graphique du temps de résidence

### Ce qu'on peut en déduire sur la gestion des boulets

Nous venons d'établir que chaque boulet allait passer en moyenne 1289 jours en réacteur. Sachant qu'il y a 359548 boulets dans le réacteur, cela signifie, en première approche <sup>1</sup> qu'à un instant  $t$  du réacteur, on va trouver 280 boulets ayant le même burnup.

#### III.2.3.3 Étude de l'influence du scénario sur la neutronique et les $\bar{\nu}_e$ émis

Avec le rechargement en ligne, on peut imaginer qu'un comportement proliférant consisterait à retirer des boulets à un burnup faible de manière à récupérer du plutonium de qualité "weapon-grade" ou "fuel-grade". Afin d'avoir un nombre de boulets en réacteur constant, cela implique qu'on laisse en irradiation des boulets au-delà de leur burnup maximal.

De tels scénarios impliquent en conséquence une influence sur le  $K_{eff}$  qui doit être compatible avec un fonctionnement réaliste du cœur. Concrètement, la perte de réactivité induite par le détournement doit être compensable par l'efficacité de barres de contrôle.

#### Influence d'un détournement sur le $K_{eff}$ en fonction du burnup

Notre calcul de temps de résidence nous a amenés à faire l'hypothèse d'une efficacité des absorbants de contrôle de 3500 pcm. Nous prendrons donc cette grandeur comme référence. Toutefois, compte tenu des incertitudes sur l'efficacité des absorbants, nous accepterons comme réaliste un scénario ayant une influence sur le  $K_{eff}$  allant jusqu'à 4000 pcm.

Pour contourner les contraintes liées à la neutronique, il conviendrait non pas de compenser le retrait des boulets à un burnup faible par le fait de laisser davantage de temps des boulets au burnup maximal, mais de compenser le retrait des boulets souhaités par un mélange de boulets neufs et de boulets au burnup maximal : en effet, des boulets de burnup faible ont un  $K_{eff}$  important, tandis que le  $K_{eff}$  des boulets au burnup maximal est proche de 1 (ce qui ne compense pas les fuites). De ce fait, le détournement de boulets à un burnup faible crée un déficit de neutrons. Le remplacement des boulets de burnup faible par une partie de boulets neufs et une partie de boulets au-delà du burnup maximal permettrait de compenser ce déficit.

Tout dépend alors du système de Garanties mis en place sur le réacteur :

- si le détecteur d' $\bar{\nu}_e$  est le seul moyen de contrôle permanent, alors rien n'empêche l'opérateur de la centrale d'admettre quotidiennement davantage de boulets neufs dans le réacteur afin de compenser la diminution du  $K_{eff}$ ; ce qui permet de minimiser le temps de détournement d'une SQ et de rendre le détournement "transparent" sur le plan de la neutronique (nous simulerons ce comportement par l'ajout de 50% de boulets neufs supplémentaires) ;
- si en revanche, au détecteur d' $\bar{\nu}_e$ , l'AIEA ajoute un système de caméra pour surveiller les mouvements de boulets neufs vers le réacteur en contraignant fortement le nombre de mouvements quotidiens (ex : connaissance exacte du nombre de mouvements, ou, au plus une marge d'erreur de 20%), alors, les contraintes neutroniques seront fortes.

En conséquence, nous étudierons la faisabilité de détournements de boulets en fonction de leur burnup (donc en fonction de leur influence sur la réactivité), et de la plage d'incertitude sur le nombre de mouvements de boulets neufs vers le réacteur.

#### Détermination du flux émis

Le flux des  $\bar{\nu}_e$  d'énergie supérieure à 1.8 MeV émis est présenté figure III.2.19.

La figure III.2.19 montre l'évolution du flux sur 2200 jours, ce qui est bien au-delà du temps de résidence de 1289 jours. Nous nous servirons de ce calcul de flux sur la période additionnelle afin d'étudier notre scénario de diversion.

1. La réalité est bien sûr plus compliquée puisque le burnup du boulet dépend des positions qu'il occupera dans le réacteur tout au long de son parcours d'irradiation (forme du flux en cos). Dans ce travail, nous nous contenterons de prendre des valeurs moyennes.

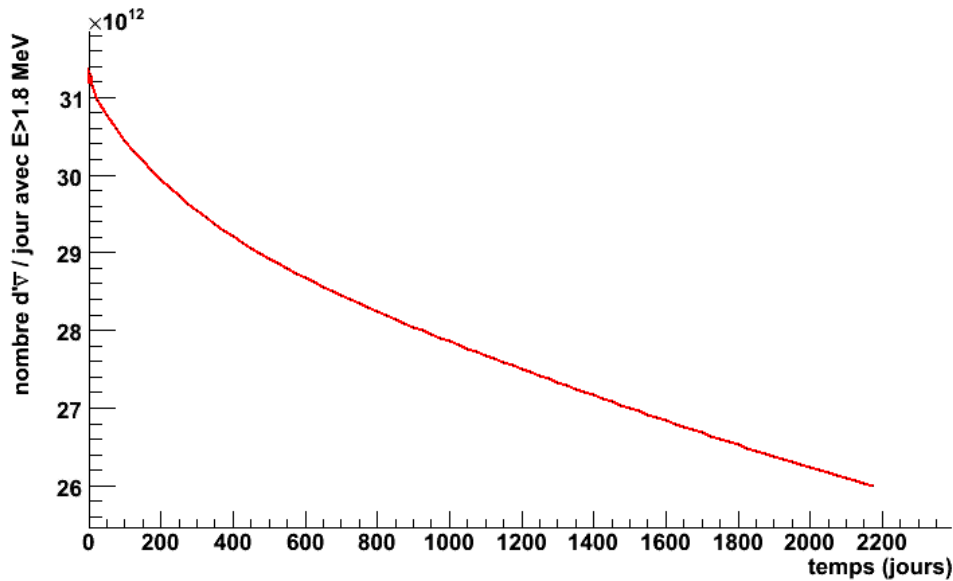


FIGURE III.2.19 – Évolution du flux quotidien d' $\bar{\nu}_e$  détectables par boulet en fonction du temps.

### Détermination du spectre détecté

Notre simulation nous fournit l'évolution du flux d' $\bar{\nu}_e$  par boulet décrite fig.III.2.20 pour un détecteur de 1.1t de liquide scintillant dopé au Gd, positionné à 7.5m du réacteur et d'efficacité de détection de 50%. En effet, positionné à 25 m, le détecteur ne recueillerait que 140 événements par jour, ce qui donne une statistique trop faible. En revanche, positionné à 7.5m du réacteur, le nombre d'événements attendus par jour est de l'ordre de 1100, ce qui fournit une meilleure statistique.

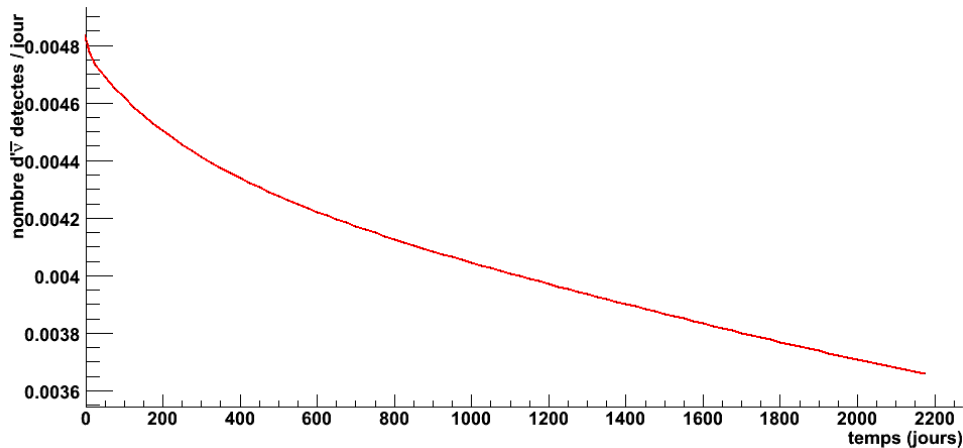


FIGURE III.2.20 – Évolution du flux quotidien d' $\bar{\nu}_e$  détecté par boulet en fonction du temps, pour un détecteur de type NUCIFER à 7.5m du réacteur.

Nous avons procédé aux mêmes vérifications que pour notre étude de réacteur CANDU en faisant le calcul par la méthode alternative du produit des taux de fissions par les spectres calculés à 12h et obtenons les mêmes ordres de grandeur d'écart entre les deux méthodes que pour le réacteur CANDU.

Notre scénario de prolifération part d'un équilibre du réacteur établi et procède numériquement au retrait quotidien de 280 boulets au burnup souhaité en les remplaçant par un mélange de boulets neufs et de boulets ayant déjà atteint le burnup maximal. L'équilibre est calculé comme suit : nous avons vu que le temps de résidence moyen d'un boulet était de 1289 jours, et que compte tenu du nombre de boulets, cela signifiait qu'il y avait 280 boulets au même burnup à un instant donné. Par conséquent, le calcul du flux à l'équilibre est écrit comme :  $\sum_{j=1}^{j=1289} 280 \cdot \Phi_{\bar{\nu}_e}(j)$ , où  $j$  est le sommateur sur les jours, et  $\Phi_{\bar{\nu}_e}(j)$  est le flux quotidien d' $\bar{\nu}_e$  d'un boulet au jour  $j$ .

Le pourcentage de boulets neufs en plus des 280 injectés par jour, part de 0%, cas de contraintes fortes liées



à la présence de caméra de l'AIEA, à 50%, ce qui est la valeur *a priori* qui minimise l'influence sur le flux d' $\bar{\nu}_e$ .

Les figures III.2.21, III.2.22 et III.2.23 montrent les transitoires des flux quotidiens attendus dans le détecteur (en rouge, pour le comportement légitime, et en noir, pour le comportement proliférant) en fonction de la marge de manœuvre sur le nombre de boulets neufs supplémentaires qu'il est possible de mettre en réacteur.

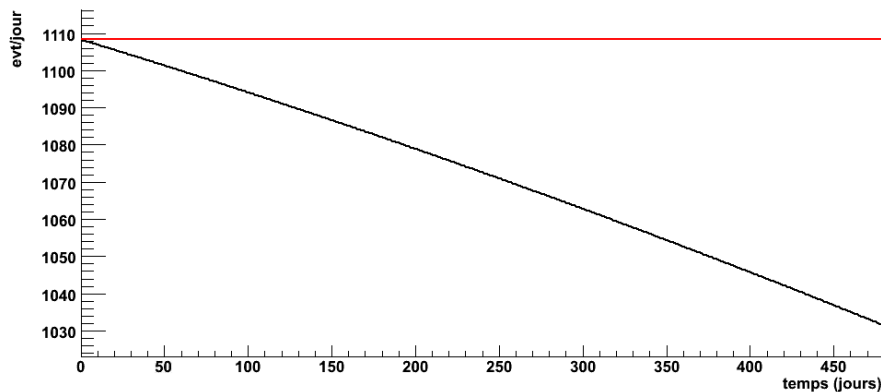


FIGURE III.2.21 – Influence du détournement de 280 boulets par jour, sans possibilité d'ajouter de boulets neufs supplémentaires

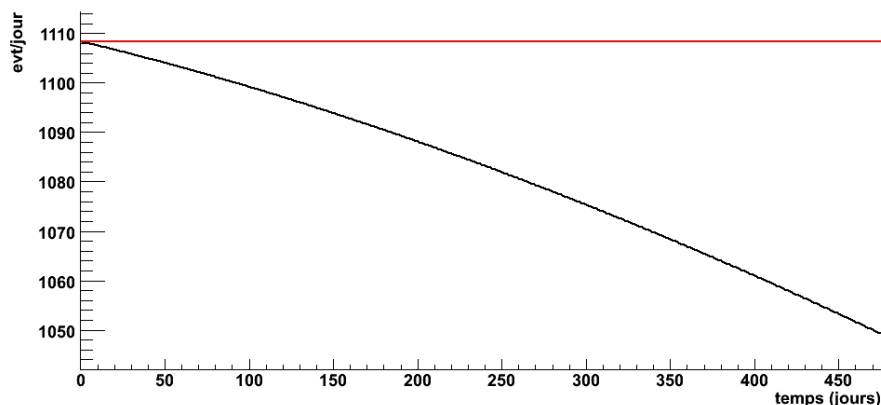


FIGURE III.2.22 – Influence du détournement de 280 boulets par jour, avec la possibilité d'ajouter 20% de boulets neufs supplémentaires

Il ressort de ces figures que cette donnée d'entrée sur la marge d'erreur sur le comptage des boulets introduits en réacteur est importante pour l'étude de scénario. En particulier, on voit que l'écart entre la valeur finale à l'équilibre proliférant et la valeur attendue passe de 170 (soit 6.2%) dans le cas d'une marge d'erreur nulle à seulement 25 (soit 2.3%) dans le cas de l'absence de contrôle sur le nombre de boulets introduits en réacteur.

### Application du test de Kolmogorov-Smirnov

Nous considérerons de nouveau que les faux positifs correspondent à des  $p$ -valeurs  $< 50\%$  de compatibilité entre un comportement légitime comparé au comportement prévu ; et que la détection avérée est obtenue dès lors que la  $p$ -valeur du test entre un comportement proliférant avec un comportement légitime est inférieure à 50 %. Les faux-négatifs correspondent donc à une  $p$ -valeur  $> 50\%$  pour un test entre un comportement proliférant et le comportement attendu.

Nous réalisons notre test en tirant 10 000 fois aléatoirement dans la barre d'erreur de 10% bin à bin sur le spectre reconstruit, et pour chacun de ces tirages, nous faisons 10 000 fois le test KS en tirant dans la barre d'erreur de 0.8% liée aux incertitudes sur les taux de fissions sommée quadratiquement avec la barre

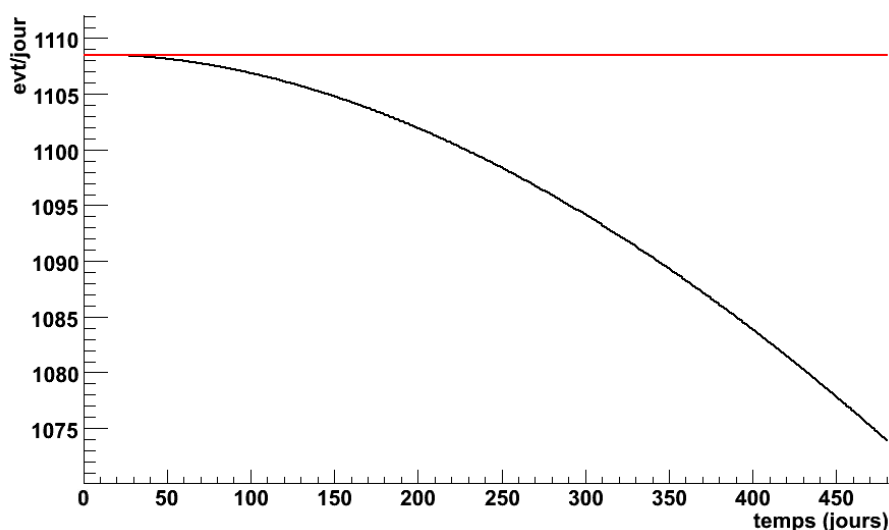


FIGURE III.2.23 – Influence du détournement de 280 boulets par jour, avec la possibilité d'ajouter 50% de boulets neufs supplémentaires

d'erreur statistique de 1% pour chaque point réalisé après 10 000 événements. La durée sur laquelle nous testons l'écart entre le comportement légitime et le comportement proliférant est celle nécessaire au détournement d'une SQ, telle que mentionnée dans le tableau III.2.2.

Nous appellerons "équilibre proliférant" un scénario où le flux serait maintenu constant à la valeur d'équilibre obtenue pour le retrait d'une SQ, avec un comptage sur le temps nécessaire au détournement d'une SQ.

Burnup	20 GWj/t	30 GWj/t	40 GWj/t
teneur en $^{239}\text{Pu}$	88%	78%	70%
temps de détournement (jours)	484	438	321
Taux de faux positifs : 1.5%			
Comptage de la caméra ne permettant aucun apport complémentaire de boulets neufs			
Influence sur le $K_{eff}$ (pcm)	12520	4330	3320
Résultat test de Kolmogorov pour un équilibre "proliférant" du réacteur	détection : 100 %	détection : 99.99 %	détection : 94%
Comptage de la caméra permettant 20% complémentaires de boulets neufs			
Influence sur le $K_{eff}$ (pcm)	9875	3935	1640
temps de détournement (jours)	484	438	321
Résultat test de Kolmogorov pour un équilibre "proliférant" du réacteur	détection : 100 %	détection : 99.99 %	détection : 94%
Comptage de la caméra permettant 50% complémentaires de boulets neufs			
Influence sur le $K_{eff}$ (pcm)	3950	500	+900
temps de détournement (jours)	484	438	321
Résultat test de Kolmogorov pour un équilibre "proliférant" du réacteur	détection : 100 %	détection : 99.99 %	détection : 94%

TABLE III.2.2 – Résultats du test KS selon la précision du comptage des boulets introduits en réacteur.

Du tableau III.2.2, on déduit que pour que l'influence sur le  $K_{eff}$  soit acceptable avec du combustible de qualité quasi-militaire, il faudrait avoir la possibilité d'ajouter 50% de boulets neufs supplémentaires par

jour. Dans ces conditions, l'influence sur le  $K_{eff}$  serait de 3950 pcm et le nombre de détections positives, de 100%.

L'application du théorème de Bayes à ce dernier cas de figure montre que l'on aurait le tableau III.2.3 :

Probabilité estimée de comportement proliférant	25%	50%	75%
Probabilité de positif légitime détecté	95.7%	98.5 %	99.5%
Probabilité d'un comportement faussement révélé	4.3%	1.5%	0.5%

TABLE III.2.3 – Probabilité de détection légitime et risque de fausse alerte en fonction de la probabilité estimée de comportement proliférant

Les tableaux III.2.2 et III.2.3 montrent qu'en cas de suspicion forte (75%) de comportement proliférant, le détecteur d' $\bar{\nu}_e$  détectera à coup sûr le détournement d'un combustible de qualité fuel-grade (88%) et que le risque de se tromper en déclarant un comportement proliférant sur détection sera de 0.5%.

Nous avons par ailleurs regardé la signature du transitoire de détournement d'une SQ (passage de l'équilibre de comportement légitime à l'équilibre proliférant que nous avons étudié supra, et représenté par la figure III.2.21) en comptant sur la durée du détournement augmenté des 90 jours de "temps utile". Dans le cas du détournement d'une SQ à 20 GWj/t et avec la contrainte maximale liée à la caméra, le nombre de détections positives est de 100% (le nombre de faux-négatifs moyen est de l'ordre de  $4,4 \cdot 10^{-7}$ ).

### III.2.4 Scénarios de prolifération pour des combustibles innovants

Dans les sections précédentes, nous avons observé que les qualités de ces combustibles se dégradent avec le temps d'irradiation. Par conséquent, l'intérêt en termes de prolifération serait de prétendre utiliser ce combustible alors qu'il est stocké quelque part, et de le remplacer par du combustible classique UOx.

Pour ce type de scénario, il convient de comparer les flux d' $\bar{\nu}_e$  émis par boulet pour chaque combustible (fig. III.2.24) :

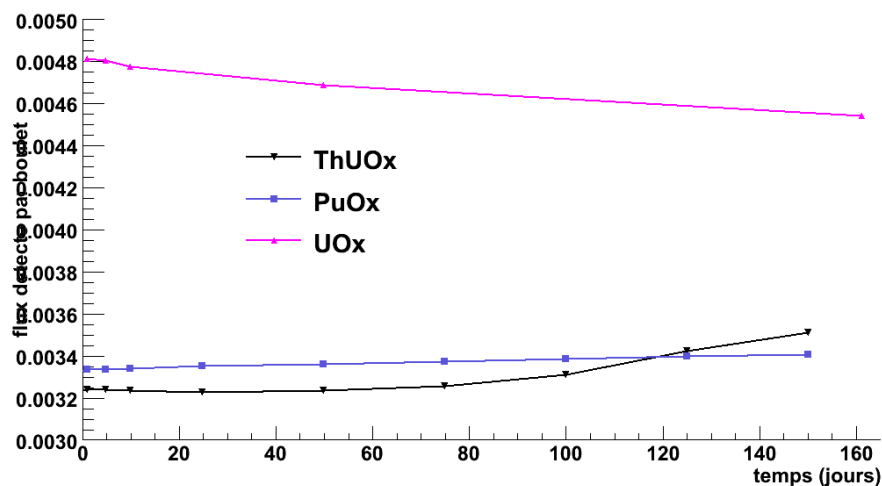


FIGURE III.2.24 –  $\bar{\nu}_e$  détectés par un détecteur type NUCIFER pour les combustibles UOx, ThUOx et PuOx

La figure montre l'évolution sur 160 jours du flux d' $\bar{\nu}_e$  émis par chaque combustible (UOx en violet, PuOx en bleu et ThUOx en noir).

Les écarts sont importants : de l'ordre de 30%. De ce fait, en regardant le nombre de boulets à détourner pour réunir une SQ par type de combustible :

La figure III.2.15 montre un inventaire initial de 0.072g d' $^{233}\text{U}$  par boulet. Comme une SQ d' $^{233}\text{U}$  est de 8kg, on en déduit qu'il faut détourner 111 000 boulets pour réunir une SQ. Or il y a 359548 boulets en

réacteur, donc il faut détourner 31% des boulets présents en réacteur, ce qui induit un flux différent de 9% par rapport au flux attendu.

Pour le PuOx, on utilise la même procédure : on s'intéresse à l'évolution de l'inventaire en PuOx dans le temps III.2.10 et on calcule le nombre de boulets nécessaires pour réunir une SQ. Avec un peu moins de 1g (à comparer aux 0.072g d' $^{233}\text{U}$  du cas précédent) de plutonium par boulet, on en déduit qu'il faut 8 100 boulets, ce qui représente 2,3% des boulets en réacteur.

Avec environ 30% d'écart entre les flux d' $\bar{v}_e$  émis par PuOx et UOx, on en déduit que le remplacement de 8100 boulets de PuOx par des boulets d'UOx (*i.e.* le remplacement de 2.3% des boulets du réacteur émettant des flux différents de 30%) induira un écart de 0.7% sur le flux attendu, ce qui ne sera pas visible.

Pour ce type de combustible, il s'agit plutôt de raisonner à l'inverse. Si on souhaite qu'un détecteur positionné à 7m50 du réacteur puisse déceler un détournement, il faut regarder la fraction minimale de boulets que doit représenter la SQ. On fait donc le calcul suivant, en supposant le même enrichissement, et en supposant que le détecteur est capable de déceler un écart de 2.5% : si  $x$  est la fraction minimale que doit représenter les 8100 boulets, on a  $x = 0.025/0.3 = 8.3\%$ . Ce qui donne un nombre de boulet maximal de 97590, ce qui implique une puissance du réacteur de 54.3  $MW_{th}$  au lieu de 200 pour que le détecteur d' $\bar{v}_e$  soit suffisamment sensible pour un combustible PuOx.

### III.2.5 Application au PBMR

L'acronyme PBMR correspond à "Pebble Bed Modular Reactor". Il s'agit d'un projet de réacteur d'Afrique du Sud conjoint avec l'Allemagne. Si ce prototype pourtant bien avancé a été abandonné par son pays d'origine, l'accident de Fukushima pourrait le remettre en compétition dans la mesure où il est potentiellement un réacteur "intrinsèquement sûr". Un rapport de l'AIEA [9] de 2011 indique la poursuite de la R&D de ce projet.

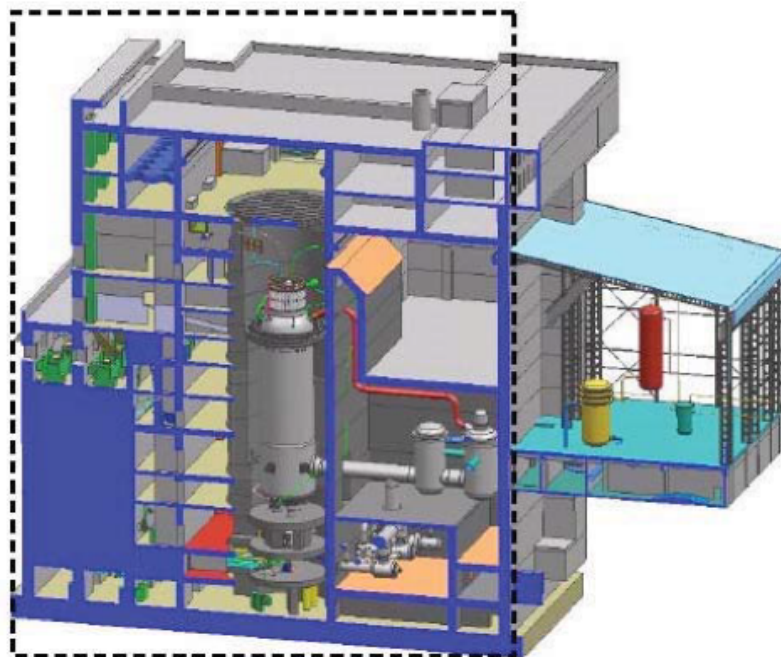


FIGURE III.2.25 – Réacteur PBMR credit PBMR Ltd. 2008

### III.2.5.1 Cas d'origine à 400MWe

Le design d'origine prévoyait un réacteur de 400 MWe, contenant 452 000 boulets avec un combustible enrichi à 9.6% avec un burnup cible de 90 GWj/t, ce qui correspond à 912 jours d'irradiation par boulet.

Pour la réalisation de notre simulation, nous réalisons un calcul MCNP5 tous les 25 jours en suivant l'histoire de 100 000 neutrons sur 100 cycles actifs et 100 cycles inactifs. La température adoptée pour le combustible est de 1000K, et pour le graphite, 800K afin de pouvoir bénéficier du traitement  $S(\alpha, \beta)$ . Nous utilisons prioritairement la base de données ENDFB6.8, complétée par la base de données JEFF3.1. Nous utilisons l'option SetMultiGroupTallies(), en choisissant de multiplier par 10 le nombre de groupes par décade via l'option MURE::SetMultiGroupDecadeMultiplier(10), nous utilisons également notre option MURE::SetNeutronRun(). Le taux de compaction est également de 51%.

Nous présentons dans un premier temps les taux de réactions (fig. III.2.26) associés au fonctionnement du réacteur, et retrouvons les 885W de puissance simulée par boulet.

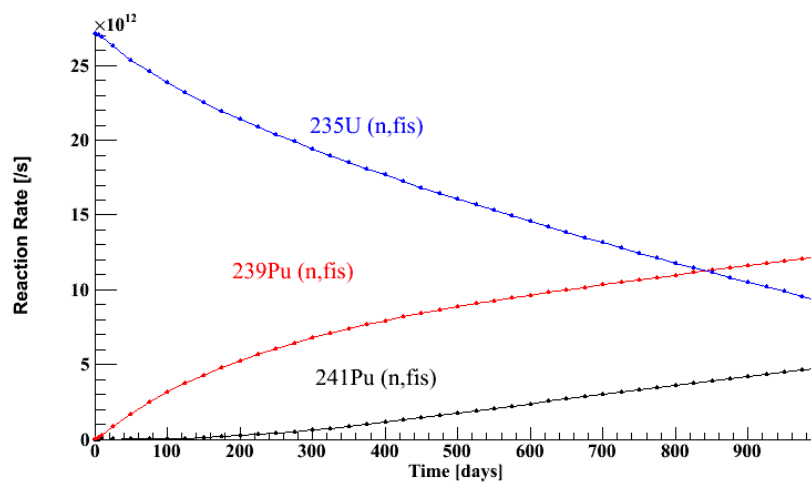


FIGURE III.2.26 – Taux de réactions des principaux noyaux fissiles pour le PBMR.

Nous présentons de même l'évolution du  $K_{\infty}$  de ce réacteur avec la figure III.2.27.

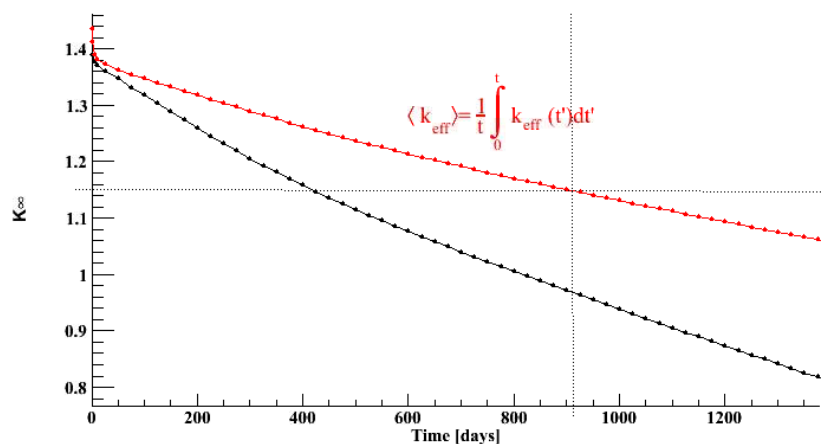


FIGURE III.2.27 – Évolution du  $K_{\infty}$  et du  $K_{\infty\text{moyen}}$  pour le PBMR.

En prenant un taux de fuite de l'ordre de 10% encore, on retrouve un ordre de grandeur de 3000 à 4000 pcm pour l'efficacité des barres de contrôle.

Par la suite, nous déterminons le nombre de boulets à détourner pour récupérer une SQ ainsi que la qualité du plutonium produit. Ces calculs sont valables pour les deux versions de puissance du réacteur

(400MW puis 200 MW).

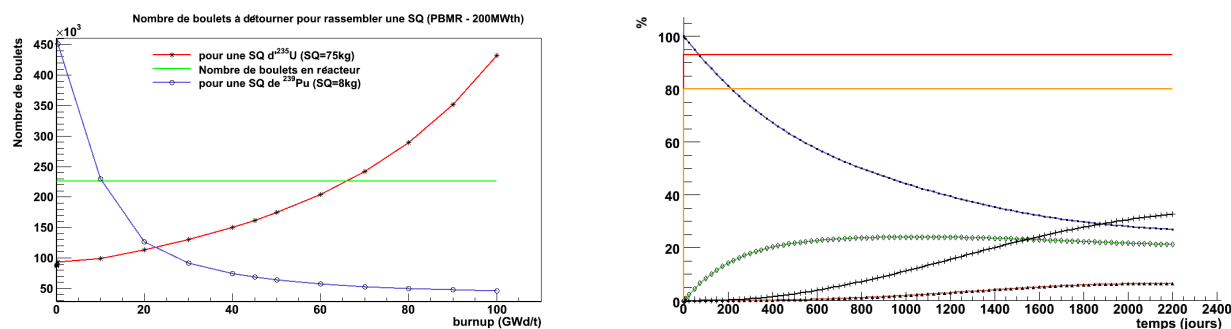


FIGURE III.2.28 – Nombre de boulets à détourner pour récupérer une SQ et qualité du plutonium produit en fonction du burnup (répartition des % des différents isotopes)

La figure III.2.28 montre le nombre de boulet à détourner pour réunir une SQ (à gauche) et la qualité correspondante (à droite). La teneur en  $^{239}\text{Pu}$  est matérialisée en marron, les qualités "weapon-grade", en rouge, et "fuel-grade" en orange. Avec 452 000 boulets en réacteur et 912 jours d'irradiation, on calcule que le nombre de boulets ayant le même burnup à un instant donné est de 496. Il nous faut ensuite déterminer l'évolution du flux d' $\bar{\nu}_e$  par boulet, que nous présentons fig. III.2.29.

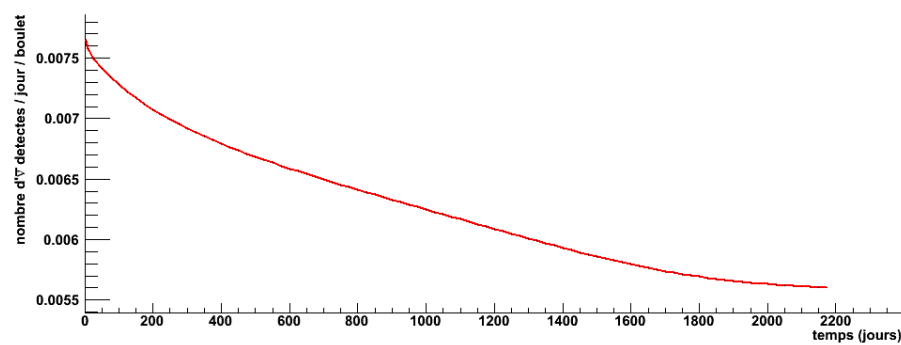


FIGURE III.2.29 – Pourcentage de boulets requis pour détourner une SQ pour un réacteur de 400 MW

Pour la version du réacteur à 400MWe, la proportion de boulets à détourner pour obtenir une SQ est montrée fig. III.2.30.

À partir des flux d' $\bar{\nu}_e$  calculés, nous évaluons le potentiel de détection pour le détournement d'une SQ avec un combustible détourné à 20 GWj/t, qui donne un plutonium dans la limite basse de la qualité "fuel-grade" ( $\approx 80\%$ ).

Caméra autorisant une marge de	0% de boulets supplémentaires	20% de boulets supplémentaires	50% de boulets supplémentaires
temps de détournement d'une SQ : 247 jours			
Influence sur le $K_{eff}$ (pcm)	8825	6786	3717
Taux de faux positifs : 9%			
Résultat test de Kolmogorov pour un équilibre "proliférant" du réacteur	détection : 100 %	détection : 100 %	détection : 100%

TABLE III.2.4 – Résultats du test KS selon la précision du comptage des boulets introduits en réacteur.

Le tableau III.2.4 montre que la SQ est détournée en 247 jours, temps sur lequel nous effectuons notre test, le seul cas compatible avec la neutronique est obtenu pour un système de surveillance permettant l'ajout

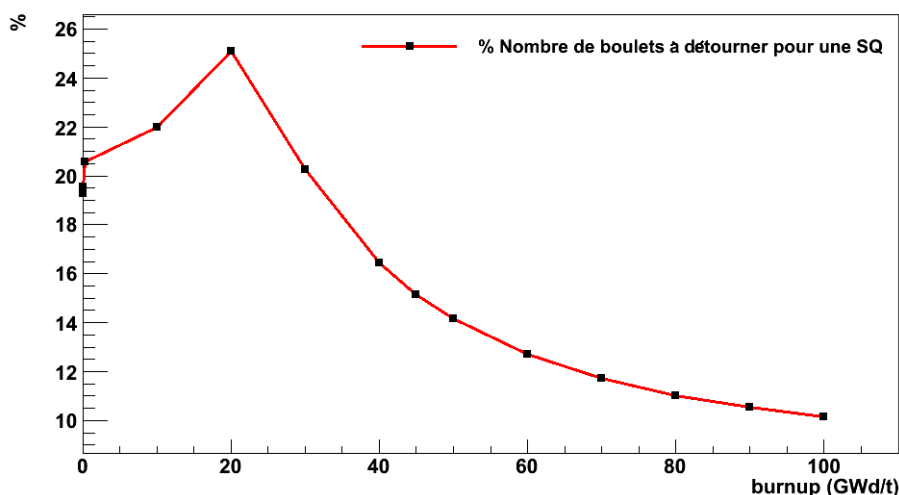


FIGURE III.2.30 – Pourcentage de boulets requis pour détourner une SQ pour un réacteur de 400 MW

d'un excédent de 50% de boulets neufs ; et dans ce cas le comportement proliférant est détecté à coup sûr. Avec de telles données, l'application du théorème de Bayes pour le combustible à 20 GWj/t donne le tableau III.2.5

Probabilité estimée de comportement proliférant	25 %	50 %	75 %
Probabilité de positif légitime détecté	78.7%	91.7 %	97.1%
Probabilité d'un comportement faussement révélé	21.3%	8.3%	2.9%

TABLE III.2.5 – Probabilité de détection légitime et risque de fausse alerte en fonction de la probabilité estimée de comportement proliférant

Nous avons également regardé le cas du transitoire de prolifération (passage de l'équilibre légitime et retrait quotidien de boulets pour atteindre l'équilibre proliférant étudié). Nous obtenons alors un nombre de détections positives de 96.3%.

### III.2.5.2 Cas réduit à 200MWe

La réduction au cas de 200 MW est proportionnelle (puissance divisée par 2 pour un nombre de boulets divisé par 2). Au bilan, la densité de puissance du réacteur reste inchangée, ce qui conduit à ne modifier que le pourcentage de boulets à détourner par rapport au cas précédent, et à diviser par deux le nombre de boulets en réacteur ayant le même burnup à un instant donné. Ainsi, le nombre de boulets à détourner pour réunir une SQ est toujours le même, mais représente une fraction doublée par rapport au nombre de boulets en réacteur (fig. III.2.31).

Le fait que le nombre de boulets à détourner corresponde à une proportion doublée par rapport au cas précédent induit des différences plus grandes en termes de spectre  $\bar{v}_e$  mais également en termes de neutronique, comme le montre le tableau III.2.6. En revanche, le plus faible nombre de boulets ayant le même burnup à un instant donné réduit la vitesse du transitoire. Au bilan, on obtient un taux de faux-positifs de 1% (au lieu de 9%). Ce qui donne, sachant qu'on détecte un comportement proliférant à coup sûr, le "tableau de Bayes" III.2.7. Ce dernier tableau montre que dans tous les cas de figure, un comportement proliférant est détecté à coup sur, et que la confiance qu'on peut avoir dans la détection, pour le cas où on estime à 75% le risque de comportement frauduleux, est de 99.7%.

Dans le même cas de transitoire pour un détournement de boulets à 20 GWj/t, on obtient une probabilité de détection du comportement proliférant  $> 99.99\%$ , comparable au cas du réacteur du benchmark de même puissance.

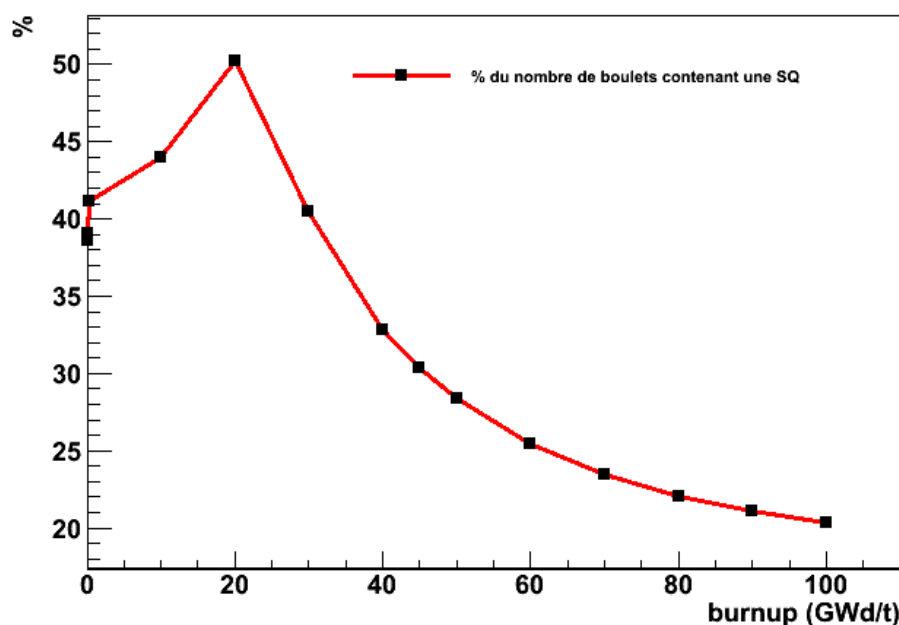


FIGURE III.2.31 – Pourcentage de boulets requis pour détourner une SQ pour un réacteur de 200 MW

Caméra autorisant une marge de	0% de boulets supplémentaires	20% de boulets supplémentaires	50% de boulets supplémentaires
temps de détournement d'une SQ : 494 jours			
Influence sur le $K_{eff}$ (pcm)	19849	16080	10309
Taux de faux positifs : 1%			
Résultat test de Kolmogorov pour un équilibre "proliférant" du réacteur	détection : 100 %	détection : 100 %	détection : 100%

TABLE III.2.6 – Résultats du test KS selon la précision du comptage des boulets introduits en réacteur.

### III.2.6 Influence du stockage des boulets dans l'enceinte de la centrale

Dans la section I.6, nous avons évoqué le fait qu'une fois retiré du réacteur, le combustible devait être mis en zone de refroidissement (une piscine, pour le cas des REP actuels) et que cette piscine se trouve généralement dans l'enceinte même des réacteurs (ex : Fukushima). La figure III.2.25 montre que pour le PBMR, les zones de stockage des boulets sont également prévues dans l'enceinte de l'installation. Il est dès lors légitime de se demander si les décroissances  $\beta$  des PF pourraient leurrer un détecteur d' $\bar{v}_e$  proche du réacteur. À cette question, nous apporterons deux réponses complémentaires.

La première est liée à l'emplacement du détecteur par rapport à la zone de stockage et au réacteur. En effet, en se souvenant que la décroissance du taux de comptage en fonction de la distance est en  $\frac{1}{d^2}$  comme le montre pour mémoire la fig. III.2.32, on voit qu'en plaçant astucieusement le détecteur à l'opposé de la piscine par rapport au réacteur, il est aisé de gagner une dizaine de mètres de distance, ce qui divise par 4 la contribution des éléments combustibles en hall de refroidissement avec un réacteur à 10m, par 2 avec un réacteur à 25m.

La deuxième réponse est liée au fait que les principaux contributeurs au spectre  $\bar{v}_e$  émis par le réacteur



Probabilité estimée de comportement proliférant	25%	50%	75%
Probabilité de positif légitime détecté	97.1%	99%	99.7%
Probabilité d'un comportement faussement révélé	2.9%	1%	0.3%

TABLE III.2.7 – Probabilité de détection légitime et risque de fausse alerte en fonction de la probabilité estimée de comportement proliférant

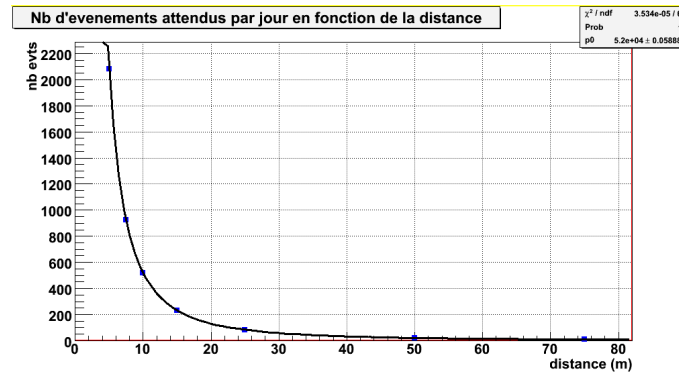


FIGURE III.2.32 – Influence de la distance du détecteur au réacteur sur le taux de comptage (pour le réacteur à lit de boulets III.2)

sont des PF à durée de vie courte. En conséquence, parmi les PF dans le combustible usés, peu émettent des  $\bar{\nu}_e$  d'énergie supérieure à 1.8 MeV.

Pour se donner un ordre de grandeur, nous avons réalisé le calcul du  $Q_\beta$  dans MURE, pendant la création de l'arbre des noyaux, puis sauvegardé les noyaux à période supérieure à 8h dont le  $Q_\beta$  est supérieur à 1.8 MeV (présentés en tableau III.2.8). Le choix du seuil de 8h est lié à l'hypothèse d'un rechargement quotidien du réacteur. Avec des rechargements toutes les 24h, les seuls noyaux susceptibles d'être encore en quantité significative au moment du rechargement suivant sont ceux dont la période est supérieure à 8h.

Au burnup moyen d'un boulet de VHTR, combustible UOx (cf III.2), ces noyaux représentent 0.15% de l'inventaire en PF produits. En conséquence une fraction négligeable des PF susceptible de s'accumuler dans le temps émet des  $\bar{\nu}_e$  détectables, avec des  $Q_\beta$  tous inférieurs à 4 MeV (sauf pour le  $^{128}_{51}\text{Sb}$ , mais dont  $T_{1/2}$  est de 9 heures). En première approche, il paraît donc légitime de considérer que les émissions  $\beta$  du combustible en piscine sont négligeables devant l'émission du réacteur.

### III.2.7 Conclusions

Notre étude met en évidence une sensibilité intéressante d'un détecteur de type NUCIFER à un comportement proliférant, mais positionné à 7.5m du réacteur, ce qui nécessite, là encore, d'évaluer le terme  $Ge_{R,D}(d)$  rendant compte de l'efficacité géométrique pour la détection que nous avons introduit dans la conclusion partielle (avec  $R$ , le réacteur,  $D$ , le détecteur et  $d$ , la distance entre  $R$  et  $D$ ).

Par ailleurs, l'étude du VHTR du benchmark de puissance 200 MW proposant un enrichissement de 8.2% et une puissance par boulet de 556W, puis celle du PBMR 400MW puis 200 MW avec un enrichissement de 9.6% et une puissance par boulet de 885W ouvrent une deuxième voie : nous avons vu que l'influence d'un détournement sur l'équilibre neutronique était d'autant plus grande que la proportion de boulets à détourner était grande ; de même, l'écart dans les flux émis d' $\bar{\nu}_e$ . En revanche, un plus grand nombre de boulets à un même burnup permet d'accélérer le détournement et entraîne un "transitoire plus violent" dans le flux d' $\bar{\nu}_e$ , ce qui le rend plus aisément détectable. Ainsi donc, une étude complète de l'influence de l'enrichissement, de la puissance et de la densité de puissance sur les scénarios de détournement permettrait de déterminer quelle est la puissance optimale d'un réacteur pour laquelle un détecteur d' $\bar{\nu}_e$  pourrait révéler de façon suffisamment fiable le détournement d'une SQ. Le résultat sera bien sûr à comparer à la puissance optimale pour le rendement économique de l'installation.

Z	élément	A	$Q_\beta$	$T_{1/2}$
27	Co	60	2.82307 MeV	1925.5 jours
31	Ga	72	3.99654 MeV	0.5875 jours
32	Ge	77	2.70255 MeV	0.470833 jours
33	As	76	2.96255 MeV	1.0778 jours
35	Br	82	3.09305 MeV	1.47167 jours
38	Sr	91	2.69976 MeV	0.40125 jours
39	Y	90	2.27981 MeV	2.67125 jours
39	Y	93	2.89388 MeV	0.424167 jours
40	Zr	97	2.659 MeV	0.697667 jours
41	Nb	94	2.04521 MeV	7.3e+06 jours
41	Nb	96	3.18681 MeV	0.972917 jours
47	Ag	110	2.89244 MeV	249.791 jours
50	Sn	125	2.35697 MeV	9.64 jours
51	Sb	122	1.98386 MeV	2.69583 jours
51	Sb	124	2.90426 MeV	60.24 jours
51	Sb	126	3.66617 MeV	12.41 jours
51	Sb	128	4.38357 MeV	0.375417 jours
52	Te	131	2.2349 MeV	1.25 jours
53	I	130	2.94934 MeV	0.515 jours
55	Cs	134	2.05869 MeV	754.28 jours
55	Cs	136	2.54823 MeV	13.03 jours
57	La	140	3.76225 MeV	1.67854 jours
59	Pr	142	2.16248 MeV	0.796667 jours
61	Pm	148	2.47027 MeV	5.368 jours
61	Pm	148	2.47027 MeV	41.05 jours
63	Eu	152	1.81971 MeV	4939 jours
63	Eu	152	1.81971 MeV	0.386458 jours
63	Eu	154	1.96885 MeV	3138.5 jours
63	Eu	156	2.44937 MeV	15.2 jours
65	Tb	160	1.83513 MeV	72.3 jours
67	Ho	166	1.8547 MeV	1.11792 jours
67	Ho	166	1.8547 MeV	438300 jours
69	Tm	172	1.88029 MeV	2.65 jours

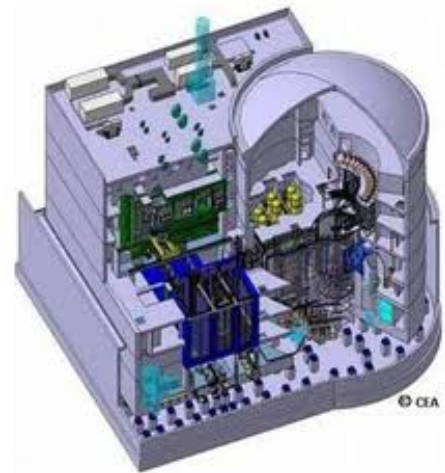
TABLE III.2.8 – Noyaux à période &gt; 8h dans un combustible usé d'UOx et de PuOx

## Bibliographie

- [1] Rapport annuel du forum Gen IV - 2011 - Printed by the OECD Nuclear Energy Agency for the Generation IV International Forum
- [2] <http://htr.jaea.go.jp/eng/index.html>
- [3] F. Guittonneau, *Développement de stratégies de gestion du combustible HTR*, thèse soutenue à Nantes (2009)
- [4] <http://www.pbmr.co.za/>
- [5] OECD/NEA Nuclear Science Committee Working Party on the Physics of Plutonium Fuels and Innovative Fuel Cycles, *"Benchmark Considering a High-temperature Reactor (HTR) Fuelled with Reactor-grade Plutonium"*, ISBN 978-92-64-99007-4 (2006) ;
- [6] E. BOMBONI et al., *"Analysis of Pebble-Fueled Zone Modeling Influence on High-Temperature Reactor Core Calculations"*, Nuclear Science and Engineering, Vol. 162, p. 282-298 (2009) ;
- [7] OUGOUAG, TERRY, *"A preliminary study of the effect of shifts in packing fraction on  $K_{eff}$  in PBR"*, INEEL/CON-01-00342 preprint, sept. 2001.
- [8] P. Guillemin, *Recherche de la haute conversion en cycle Thorium dans les réacteurs CANDU et REP. Développement des méthodes de simulation associées et étude de scénarios symbiotiques.*, thèse soutenue à Grenoble (2009).
- [9] Status report 70 - Pebble Bed Modular Reactor (PBMR), rapport de l'AIEA (2011)



### III.3. Études de scénarios de prolifération avec les réacteurs à neutrons rapides



Le projet ASTRID

#### Sommaire

III.3.1	Le réacteur simulé . . . . .	<b>164</b>
III.3.2	Comparaison de la simulation à l'article . . . . .	<b>166</b>
III.3.3	Fonctionnement attendu du PFBR dans le cadre d'une utilisation légitime des couvertures	<b>168</b>
III.3.3.1	Vérification de la transmutation des actinides . . . . .	168
III.3.4	Écart en flux des $\bar{\nu}_e$ émis dans les cas normal et proliférant . . . . .	<b>170</b>
III.3.5	Utilisation d'un combustible innovant pour "dénaturer" le plutonium produit en couverture . . . . .	<b>171</b>
III.3.6	Conclusion . . . . .	<b>172</b>
	Bibliographie . . . . .	<b>174</b>

LES RÉACTEURS À NEUTRONS RAPIDES occupent une place de choix dans les études de réacteurs de génération IV. En effet, comme nous l'avons vu en section I.5, leur mode de fonctionnement pourrait permettre la fermeture du cycle combustible en rendant possible l'iso- ou la sur-génération. En résolvant ainsi la problématique des ressources en combustible, ce type de réacteur ouvrirait la voie du "nucléaire durable". Par ailleurs, la rapidité du spectre neutronique pourrait permettre la transmutation des AM, ce qui contribuerait également à la résolution de la problématique des déchets.

Nous nous intéresserons à un réacteur à caloporteur sodium décrit dans l'article [1]. Ce réacteur, le PFBR (Prototype of Fast Breeder Reactor), est le démonstrateur Indien de RNR-sodium, dont la première divergence est prévue en 2013. Il permet, entre autres, la transmutation d'AM en mode hétérogène. Cet article démontre le caractère proliférant de l'utilisation de couvertures. Dans les lignes qui suivent, nous réaliserons une simulation de ce réacteur et comparerons nos résultats à ceux de l'article, puis nous nous intéresserons à l'écart sur les spectres  $\bar{\nu}_e$  entre une utilisation légitime des couvertures et une utilisation

impropre. Enfin, nous regarderons l'influence de la composition du combustible en couverture sur la qualité du plutonium produit.

Néanmoins, contrairement aux deux cas précédents (CANDU et VHTR), nous n'avons pas recherché une comparaison la plus exacte possible avec les données de l'article [1] dans la mesure où nous simulons le cycle de démarrage du réacteur alors que l'article fournit des données pour le réacteur à l'équilibre *i.e.* après plusieurs dizaines d'années de fonctionnement. En conséquence, nous avons réalisé une géométrie la plus proche possible afin de nous assurer de nos ordres de grandeur, mais nous avons fait le choix de prendre des compositions de combustibles que nous avons obtenues de façon indépendante.

Pour cette étude, j'ai eu le plaisir d'encadrer M. Lenoir, qui a travaillé sur la géométrie dans le cadre de son stage de Master. Sa contribution à l'implémentation de la géométrie a été déterminante.

### III.3.1 Le réacteur simulé

Nous partons des données fournies dans l'article [1] pour étudier le premier cycle d'irradiation sur 4 ans du réacteur et réalisons une géométrie à partir des tableaux III.3.1 et III.3.2 :

	Core and axial blanket	Radial blanket
Pellet diameter:	5.330 mm	12.760 mm
Gap thickness:	0.185 mm	0.185 mm
Cladding thickness:	0.450 mm	0.600 mm
Outer diameter of fuel pin:	6.600 mm	14.330 mm
Fuel pins per assembly:	217	61
Lattice pitch:	13.50 cm	
Outer width across flats:	13.16 cm	
Thickness of hexcan:	0.32 cm	
Inner width across flats:	12.52 cm	
Available volume in assembly:	135.75 cc per cm	
Fuel fraction:	35.66%	57.46%
Void fraction:	5.13%	3.38%
Cladding fraction:	13.90%	11.63%
Sodium fraction:	45.31%	27.53%

FIGURE III.3.1 – Caractéristiques du réacteur simulé - reproduction du tableau 4 de l'article [1].

Table 5: PFBR core design data.

Active height of core:	100 cm
Active height of radial blanket:	160 cm
Active height of axial blanket:	2 × 30 cm
Core zone 1 volume:	1153.88 l
Core zone 2 volume:	1303.20 l
Radial blanket volume:	2606.40 l
Axial blanket volume:	1474.24 l
Total reference volume:	6537.72 l
Thermal power:	1250 MW
Average power density:	191.20 kW/l

The reference volume, which is used to specify the average power density in the core, only includes the available volume inside the fuel assemblies (135.75 cc per cm; see Table 4) and is identical to the volume of all burnup zones in the neutronics calculations.

FIGURE III.3.2 – Caractéristiques du réacteur simulé - reproduction du tableau 5 de l'article [1].

Le mode de rechargement est conforme à l'article : renouvellement du cœur par tiers et des couvertures axiales par tiers, et renouvellement de la couverture radiale par huitième, ce qui se traduit par la figure III.3.3, où la zone bleu foncé correspond à du combustible enrichi à 21% en plutonium, la zone bleu clair, à du combustible enrichi à 28% en plutonium<sup>1</sup>, la zone orange, aux couvertures axiale et radiale, la zone rouge, aux barres de contrôle, la zone jaune, à un réflecteur en acier.

Pour des raisons de commodité d'implémentation de la géométrie, les couvertures radiales simulées font 100cm de hauteur, et leur complément est simulé comme des couvertures axiales externes renouvelées également par huitième. Les couvertures axiales, quant à elles, sont renouvelées en même temps que le cœur, par tiers. Les rechargements ont lieu tous les 180 jours, ce qui donne un cycle complet pour les couvertures

1. Ces enrichissements sont très importants. Un MOX typique actuel utilise plutôt un enrichissement en plutonium de l'ordre de 7%.

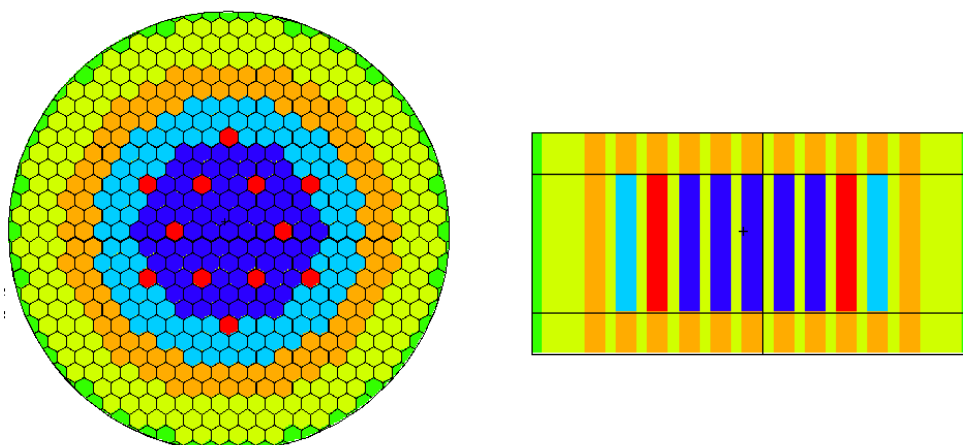


FIGURE III.3.3 – Géométrie du réacteur simulé : coupes radiale et axiale

radiales de 1440 jours, et de 540 pour le cœur et les couvertures axiales.

En termes de compositions, nous utiliserons, pour le cœur des compositions de MOX utilisant le vecteur plutonium de Monju<sup>2</sup>, fournies par T. Shiba. Ce MOX a une densité de  $11\text{g/cm}^3$  au lieu des  $10.45\text{g/cm}^3$  utilisés dans l'article. La partie intérieure du cœur est enrichie à 21% et l'extérieure, à 28 % (III.3.1) :

Isotope	Teneur partie intérieure	Teneur partie périphérique
$^{238}\text{U}$	0.79	0.72
$^{239}\text{Pu}$	0.1218	0.1624
$^{240}\text{Pu}$	0.0504	0.0672
$^{241}\text{Pu}$	0.0294	0.0392
$^{242}\text{Pu}$	0.0084	0.0112

TABLE III.3.1 – Composition du combustible dans les parties intérieure et périphérique du cœur

Nous avons repris la composition typique d'une couverture de transmutation, telle que décrite dans le tableau 4.6 de la thèse de J. Brizi [2]. La composition est donc la suivante : 79% d'uranium appauvri, issu du combustible utilisé d'un réacteur CANDU, et 21% d'actinides répartis comme indiqué dans le tableau III.3.2.

Pour la composition de l'uranium appauvri, nous avons choisi de prendre la composition du vecteur plutonium/uranium utilisé d'un réacteur CANDU à 6.7 GWj/t issue de notre simulation (tab. III.3.3). Il convient de noter que cette composition est telle qu'au déchargement du canal de CANDU à 6.7 GWd/t : elle ne tient pas compte de la décroissance du  $^{241}\text{Pu}$  dont la période est de 14,33 ans (donnée JEFF3.1.1).

À partir de ces données d'entrée, nous avons procédé à la simulation du réacteur en fonctionnement proliférant décrit par l'article, puis nous avons procédé au remplacement de la couverture d'uranium appauvri issu de CANDU par une couverture d'AM à transmuter pour vérifier la capacité initiale de transmutation du réacteur PFBR.

La simulation a été réalisée à partir d'une source propagée de 100 000 neutrons avec 100 cycles inactifs et 200 cycles actifs. Pour cette simulation nous avons suivi 20 000 neutrons avec 100 cycles actifs et 100 cycles inactifs, en utilisant l'option `SetMultiGroupTallies()`, en choisissant de multiplier par 10 le nombre de groupes par décade via l'option `MURE::SetMultiGroupDecadeMultiplier(10)`. Nous utilisons également notre implémentation de la prise en compte de l'énergie incidente des neutrons via notre option `MURE::SetNeutronRun()`. La base de données prioritairement utilisée est ENDFB6.8, complétée par JEFF3.1. La température du combustible est prise à 1500K.

2. Monju est une centrale nucléaire de type RNR-sodium au Japon.

Noyaux	% en masse d'AM
<sup>242</sup> Cm	0.001
<sup>243</sup> Cm	0.01
<sup>244</sup> Cm	0.4
<sup>245</sup> Cm	0.17
<sup>246</sup> Cm	0.06
<sup>247</sup> Cm	0.01
<sup>248</sup> Cm	0.002
<sup>241</sup> Am	10.4
<sup>242m</sup> Am	0.4
<sup>243</sup> Am	2.9
<sup>237</sup> Np	3.5
autres	0.001

TABLE III.3.2 – composition en AM de la couverture de transmutation

Noyaux	% en masse
<sup>235</sup> U	0.026
<sup>236</sup> U	0.0007
<sup>238</sup> U	0.9935
<sup>239</sup> Pu	0.0022
<sup>240</sup> Pu	0.0008
<sup>241</sup> Pu	0.0002

TABLE III.3.3 – composition des vecteurs uranium/plutonium d'un combustible utilisé de CANDU à 6.7 GWd/t.

### III.3.2 Comparaison de la simulation à l'article

La géométrie que nous avons implémentée nous conduit à la répartition du nombre d'assemblages suivante III.3.4 :

Donnée	Notre simulation	Simulation de l'article [1]	écart en %
<b>Nombre d'assemblages en zone centrale</b>	84	85	-1.2%
<b>Nombre d'assemblages en zone périphérique</b>	102	96	+6.3%
<b>Nombre d'assemblages en couverture radiale</b>	112	120	-6.7%
<b>Nombre de crayons par assemblage en cœur</b>	217	217	0%
<b>Nombre de crayons par assemblage en couverture radiale</b>	61	61	0%
<b>Nombre de crayons par assemblage en couverture axiale</b>	217	217	0%

TABLE III.3.4 – Nombre d'éléments combustibles par partie du réacteur dans notre simulation et celle de l'article [1]

Le tableau III.3.4 montre que notre inventaire initial est supérieur de 5% dans la partie cœur et la partie couverture axiale, et inférieur de 6.7% dans la couverture radiale. Au bilan, notre choix de prendre une composition de réacteur de type Monju nous fournit un inventaire initial en plutonium de 2178 kg ce qui est 10% supérieur aux données constructeur pour le réacteur PFBR (1978kg). Cet écart est majoritairement dû à la différence des densités des combustibles : en prenant la même densité que l'article, nous obtenons un inventaire initial de 2093 kg, ce qui correspond à 5.8% d'écart, ce qui est cohérent avec notre excédent de 5% d'assemblages dans la partie combustible du cœur.



Nous vérifions la puissance que nous simulons en traçant les taux de réactions, nous utiliserons une échelle logarithmique pour l'axe des ordonnées, afin de mettre en évidence les contributions des différents AM. Dans ce cas de figure, 99.6% de la puissance simulée est due aux différents isotopes du plutonium et de l'uranium.

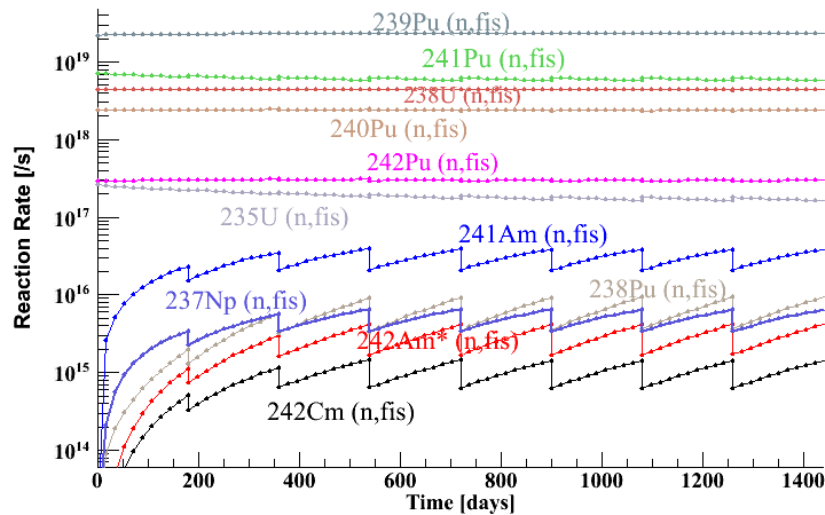


FIGURE III.3.4 – Contribution des différents noyaux à la production de puissance dans le cas proliférant.

Nous nous intéressons ensuite à l'évolution dans le temps de la qualité et de la quantité du plutonium produit dans les couvertures, présentée figure III.3.5.

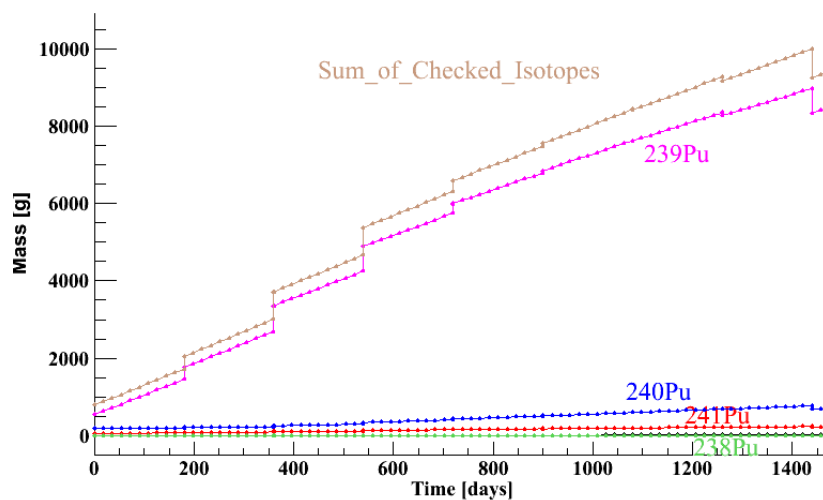


FIGURE III.3.5 – Transmutation des déchets et production de plutonium dans un huitième de couche radiale (cas proliférant).

La figure III.3.5 met en évidence une production de  $^{239}\text{Pu}$  bien supérieure à celle des autres isotopes de plutonium, ce qui le rend de qualité de plus en plus proche de la qualité militaire. En parallèle, il n'y a pas de production d'actinides mineurs.

Pour les huit premiers rechargements, la composition du plutonium récupéré dans les couvertures est donné tableau III.3.5. Pour comparer les données à l'article [1], il convient de sommer deux colonnes adjacentes. Ainsi, au bout de huit ans, nous trouvons donc une production de 165.1 kg.

Cette composition du plutonium est assez différente des résultats de l'article [1] qui indique une qualité militaire du plutonium produit. Notons qu'avec notre première simulation où nous ne prenions des points que tous les 90 jours, nous obtenions des résultats équivalents à l'article [1]. Ces écarts mettent en évidence

Noyaux	180 j	360 j	540 j	720 j	900 j	1080 j	1260 j	1440 j
Masse de Pu	21.7 kg	39.6 kg	58.0 kg	66.5 kg	72.4 kg	76.9 kg	80.9 kg	84.2 kg
<sup>238</sup> Pu	< 0.01 %	0.02 %	0.04 %	0.05 %	0.06 %	0.07 %	0.08 %	0.09 %
<sup>239</sup> Pu	88.8 %	90.4 %	89.6 %	88.7 %	87.9 %	87.3 %	86.6 %	86 %
<sup>240</sup> Pu	8.3 %	7.2 %	8.1 %	8.9 %	9.6 %	10.2 %	10.7 %	11.2 %
<sup>241</sup> Pu	2.8 %	1.7 %	1.2 %	0.9 %	0.7 %	0.6 %	0.5 %	0.5 %

TABLE III.3.5 – composition du plutonium récupéré à chaque rechargement (8 premiers - cas proliférant).

la nécessité de prendre des pas en temps les plus rapprochés possibles pour des calculs de composition de combustible sur de longues périodes.

### III.3.3 Fonctionnement attendu du PFBR dans le cadre d'une utilisation légitime des couvertures

Pour le cas du comportement légitime, on trace les taux de réaction dans le cœur et on obtient la figure III.3.6 ; dans ce cas, les AM présentés dans la figure contribuent pour environ 1.5% de la puissance totale, contrairement au cas proliférant, où les AM contribuent pour moins de 0.5%.

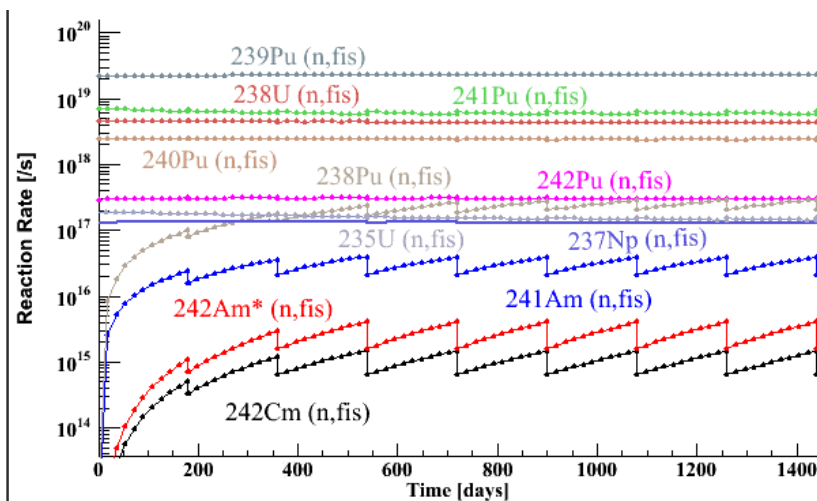


FIGURE III.3.6 – Contribution des différents noyaux à la production de puissance dans le cas d'une transmutation effective d'AM.

Nous vérifions par ailleurs l'aspect neutronique du réacteur en traçant la courbe du  $K_{eff}$  (en noir sur la figure III.3.7), que nous comparons à celle du cas proliférant (en rouge).

Comme nous simulons ici un cœur complet, nous obtenons directement le  $K_{eff}$  puisque les fuites sont *de facto* prises en compte.

#### III.3.3.1 Vérification de la transmutation des actinides

Afin de vérifier la pertinence de notre réacteur, nous avons commencé par contrôler la fraction de neutrons retardés avec la "méthode prompt", et nous avons obtenu 495 pcm. D'après le tableau 3.3 de la thèse [2], la fraction de neutrons retardés de son réacteur simulé est de 373 pcm. Notre réacteur présente donc une fraction de neutrons retardés acceptable.

Nous avons ensuite vérifié que les AM étaient effectivement davantage transmutés que produits, ce que nous montrons fig. III.3.8.

Dans le cas d'un fonctionnement légitime, la couverture contenant les AM va permettre la transmutation, en produisant très peu de <sup>239</sup>Pu, et une quantité égale de <sup>238</sup>Pu, comme le montre la fig. III.3.9.

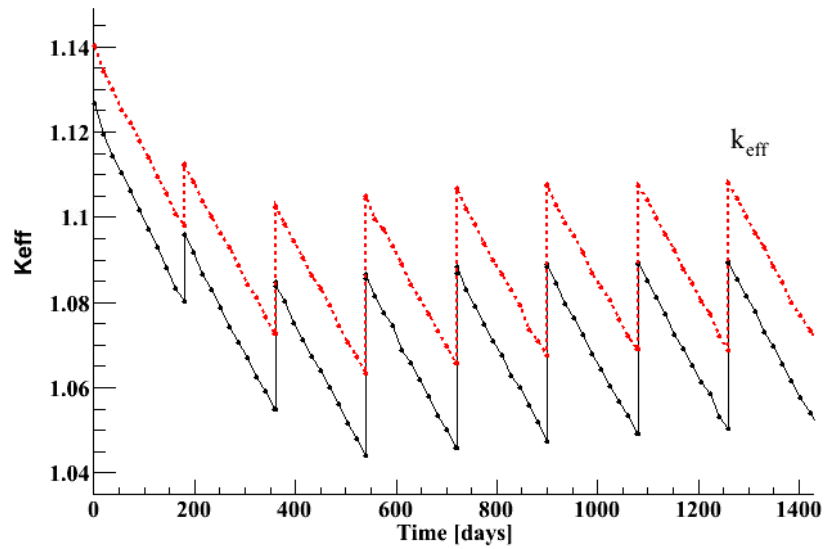
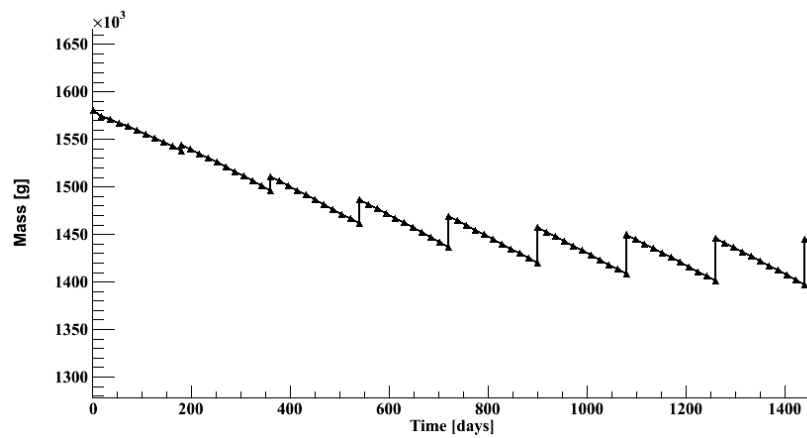
FIGURE III.3.7 – Évolution du  $K_{eff}$  pour les cas de prolifération et transmutation

FIGURE III.3.8 – Évolution de l'inventaire en AM dans le réacteur.

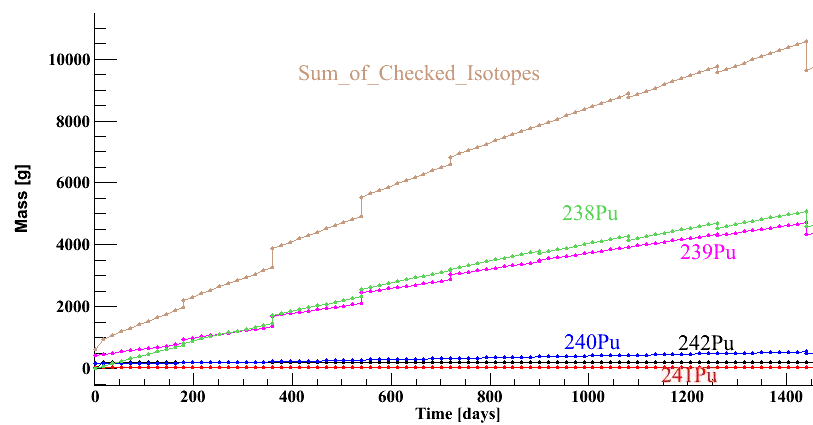


FIGURE III.3.9 – Transmutation des déchets et production de plutonium dans un huitième de couche radiale (cas normal).

### III.3.4 Écart en flux des $\bar{\nu}_e$ émis dans les cas normal et proliférant

Nous avons pu constater l'écart entre les qualités du plutonium produit selon que la couverture est utilisée de façon licite ou non. Il convient de nous intéresser aux flux d' $\bar{\nu}_e$  détectés auprès du réacteur pour déterminer la sensibilité de notre sonde. Nous avons positionné notre détecteur de type NUCIFER à 25m du réacteur.

Dans un premier temps, nous regardons l'écart en forme du spectre, en prenant le spectre à 90 jours d'irradiation :

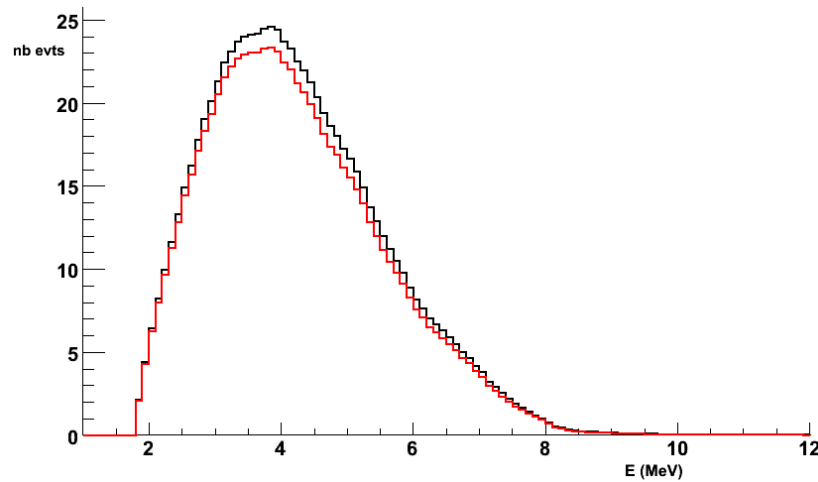


FIGURE III.3.10 – Écart entre les spectres d' $\bar{\nu}_e$  détectés le 90<sup>e</sup> jour.

Le test de  $\chi^2$  pour les spectres de la fig. III.3.10 indique une  $p$ -valeur de 1 entre ces deux spectres, celui de KS donne une  $p$ -valeur de 0.618. Nous avons effectué la même comparaison en fin de cycle, à 1350 jours (*i.e.* à 90 jours de la fin du premier cycle complet), et les valeurs sont de respectivement 1. et 0.607.

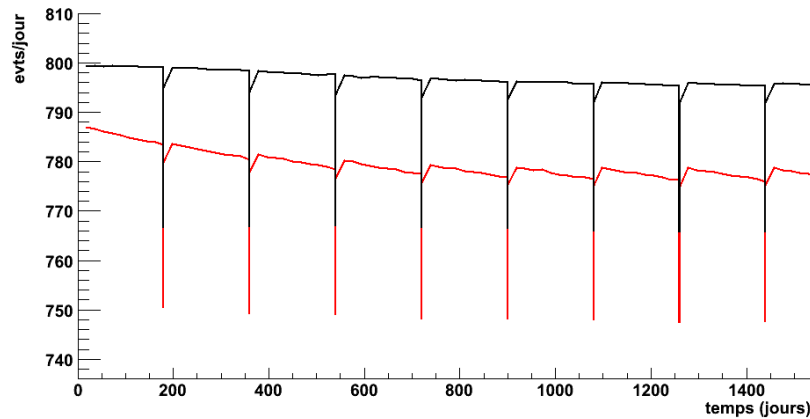


FIGURE III.3.11 – Évolution de l'écart entre les nombres d' $\bar{\nu}_e$  détectés pour le comportement légitime et le comportement proliférant.

La figure III.3.11 présente le nombre d' $\bar{\nu}_e$  détectés par un détecteur de 1.1t de liquide scintillant avec une efficacité de détection de 50% positionné à 25m du réacteur pour le cas légitime en noir, et proliférant, en rouge. Elle met en évidence le fait que pour 100% des couvertures utilisées avec du combustible utilisé de CANDU, l'écart au flux légitime est de 2.5% en moyenne.

La différence entre les formes des courbes pour les évolutions est liée aux taux de réaction du  $^{239}\text{Pu}$  : dans le cas légitime, les AM contribuent à la production de puissance, ce qui limite la croissance du taux de réaction du  $^{239}\text{Pu}$ . Dans le cas du comportement proliférant, ce n'est pas le cas, et le  $^{239}\text{Pu}$  contribue de façon légèrement croissante à la production de puissance. Comme il s'agit du noyau qui génère le plus faible nombre d' $\bar{\nu}_e$  par fission, cet écart dans les taux de réaction se retrouve sur la courbe des flux. (Nous illustrons

ce propos par la figure III.3.12, qui montre en rouge la contribution du  $^{239}\text{Pu}$  dans le cas proliférant, et en noir, le comportement de transmutation).

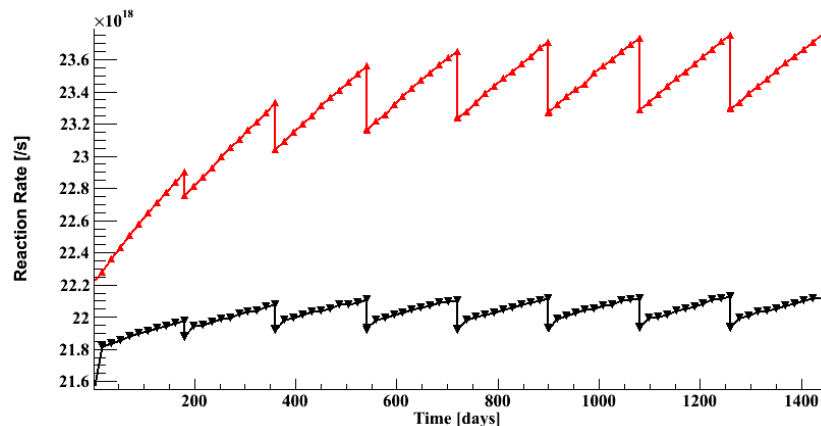


FIGURE III.3.12 – Évolution de l'écart entre les taux de fissions du  $^{239}\text{Pu}$  pour le comportement légitime et le comportement proliférant.

Nous effectuons de nouveau le test de comparaison entre le cas légitime (couverture d'AM) et le cas proliférant (couverture de combustible utilisé de CANDU) sur une période d'irradiation de 180 jours, en faisant un double tirage aléatoire : un premier tirage dans les barres d'erreurs des spectres 10 000 fois, avec pour chacun de ces tirages, 10 000 tirages dans l'erreur systématique, liée aux incertitudes sur les taux de fissions (notons que nous avons pris les mêmes que pour les cas CANDU et VHTR 0.8%, mais avec le spectre rapide des neutrons, il conviendrait de réaliser un autre calcul d'incertitude, que nous ne ferons pas dans le cadre de cette thèse) et dans l'erreur statistique. Nous obtenons alors une "autocompatibilité" du cas légitime de 95.6% avec le détecteur de type NUCIFER placé à 25m et une probabilité de détection du comportement proliférant de 58.2%.

Ce résultat induit une application du théorème de Bayes présentée dans le tableau III.3.6 :

Probabilité estimée de comportement proliférant	25%	50%	75%
Probabilité de positif légitime détecté	85.6%	94.7%	98.2 %
Probabilité d'un comportement faussement révélé	14.4%	5.3%	1.8%

TABLE III.3.6 – Probabilité de détection légitime et risque de fausse alerte en fonction de la probabilité estimée de comportement proliférant

Nous voyons ici que, placé à 25m, un détecteur de type NUCIFER a une probabilité de 58.2% de détecter un comportement proliférant, et donnera une certitude de 99.4% que la détection positive est avérée. Ceci pour une hypothèse de remplacement de la couverture complète par du combustible proliférant. Si le calcul n'est pas optimisé et les barres d'erreurs nécessitent un calcul davantage approfondi, on mesure toutefois la difficulté de détection d'un comportement proliférant.

### III.3.5 Utilisation d'un combustible innovant pour "dénaturer" le plutonium produit en couverture

T. Shiba a proposé une nouvelle composition du combustible en cœur associée à un traitement du combustible utilisé de CANDU, que nous montrons tableaux III.3.7 et III.3.8.

En pratique, le combustible utilisé de CANDU est retraité de manière à lui ajouter 5% de  $^{237}\text{Np}$ , ce qui donne la composition fournie dans le tableau III.3.8.

Avec ce nouveau type de combustible, la fraction de neutrons retardés calculée par la "méthode prompt" est de 399 pcm (à comparer aux 373 de la thèse [2]).

Isotope	Teneur partie intérieure	Teneur partie périphérique
$^{238}\text{U}$	0.79	0.72
$^{238}\text{Pu}$	0.045	0.060
$^{239}\text{Pu}$	0.112	0.149
$^{240}\text{Pu}$	0.026	0.035
$^{241}\text{Pu}$	0.019	0.026
$^{242}\text{Pu}$	0.007	0.010

TABLE III.3.7 – Composition du combustible dans les parties intérieure et périphérique du cœur pour le nouveau combustible

Noyaux	% en masse
$^{235}\text{U}$	0.026
$^{236}\text{U}$	0.0007
$^{238}\text{U}$	0.9435
$^{237}\text{Np}$	0.005
$^{239}\text{Pu}$	0.0022
$^{240}\text{Pu}$	0.0008
$^{241}\text{Pu}$	0.0002

TABLE III.3.8 – composition de combustible usé de CANDU à 6.7 GWd/t ayant subi un retraitement.

Si on compare les taux de fissions dans la couverture radiale entre notre premier cas (combustible usé de CANDU) et celui-ci (avec  $^{237}\text{Np}$ ), on obtient la figure III.3.13 qui présente à gauche, le premier cas, à droite le cas avec le  $^{237}\text{Np}$  ajouté. On remarque que la contribution du  $^{237}\text{Np}$  est de deux ordres de grandeur supérieure dans le nouveau cas, par rapport au comportement proliférant initial.

Nous regardons ensuite la qualité du plutonium produit avec ce nouveau type de combustible. Celle-ci est fortement dégradée avec l'apparition de  $^{238}\text{Pu}$  qui atteint de l'ordre de 20% de la composition pour un rechargement, ce que l'on peut voir avec la figure III.3.14.

Le nombre d' $\bar{\nu}_e$  détectés par jour dans les mêmes conditions que présentées supra est comparé entre ce nouveau cas (en rouge sur la fig. III.3.15) et celui du combustible de CANDU usé sans apport de neptunium (en noir).

Le test de KS appliqué à ces deux couvertures donne un taux de détection légitime de 97.8%. Il est donc aisé de détecter une couverture complète de combustible usé de CANDU enrichie en  $^{237}\text{Np}$  d'une qui ne l'est pas.

### III.3.6 Conclusion

Les écarts constatés entre un comportement proliférant et un comportement proliférant "neutralisé" avec du  $^{237}\text{Np}$  sont aisément détectables avec un détecteur positionné à 25m. Toutefois, nous avons simulé des remplacements de la totalité de la couverture et non de seulement une partie suffisante pour obtenir une SQ, alors qu'un huitième de couverture suffirait pour cela. Pour un huitième de couverture, l'écart en spectre d' $\bar{\nu}_e$  serait inférieure à 1%, ce qui rendrait une détection malaisée.

De plus, les barres d'erreur que nous avons prises, notamment celles liées aux taux de réaction doivent impérativement être affinées puisque le spectre neutronique est rapide et que les noyaux contribuant à la production de puissance sont différents d'un REP.

Nous avons également vu que l'enrichissement du combustible usé de CANDU en  $^{237}\text{Np}$ , le rendrait impropre à une utilisation militaire, du fait de sa teneur en  $^{238}\text{Pu}$ , d'après l'article de Kessler *et al.* [3]. Une piste pour lutter contre le caractère proliférant des couvertures de RNR serait d'exiger une teneur minimale en  $^{237}\text{Np}$  pour les cibles destinées à être placées en couverture et de combiner la détection des  $\bar{\nu}_e$  avec

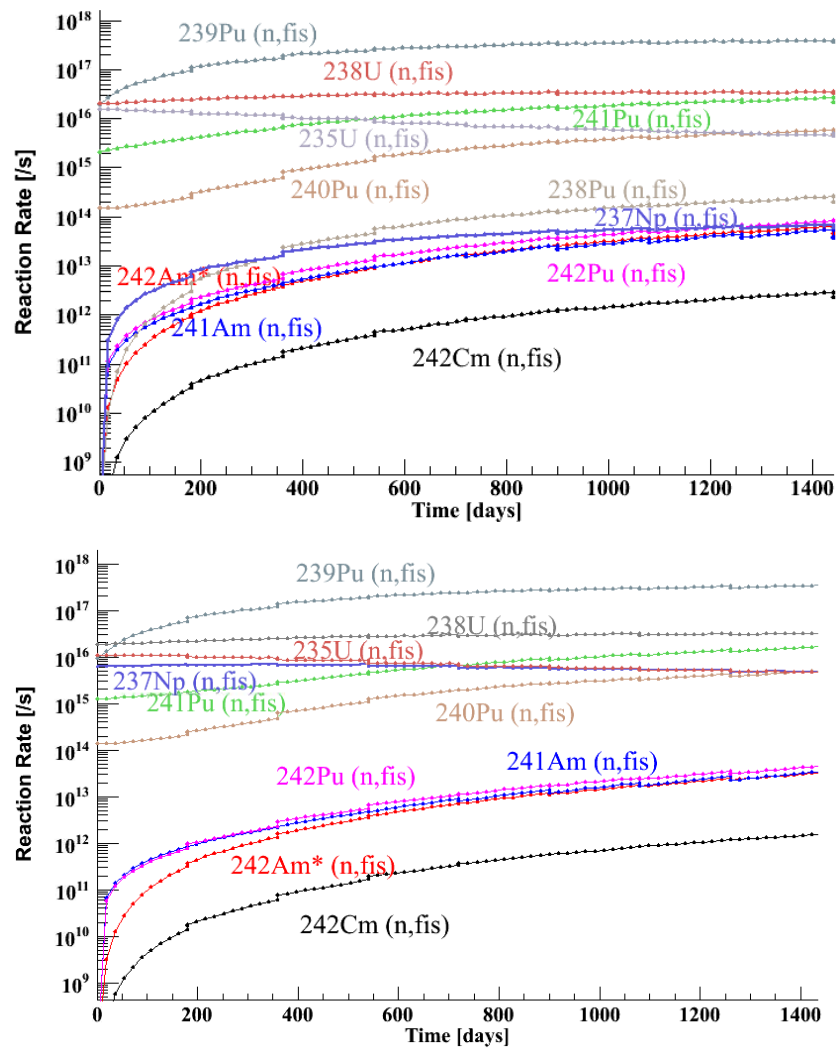


FIGURE III.3.13 – Contribution des fissiles et AM pour le cas proliférant d'origine (haut) et le cas de couvertures enrichies en  $^{237}\text{Np}$  (bas)

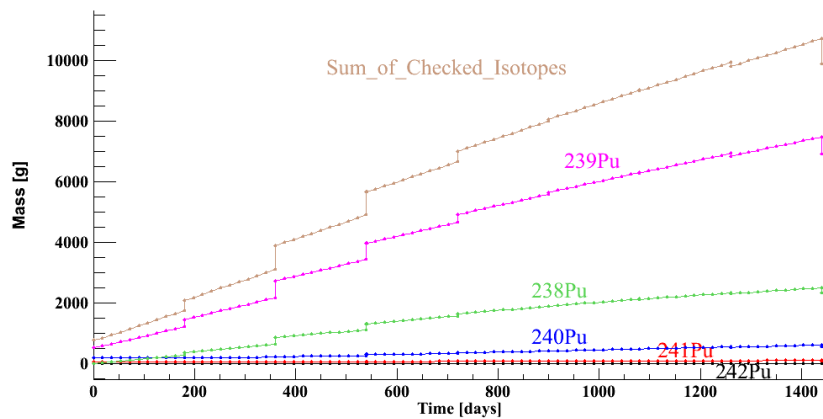


FIGURE III.3.14 – Transmutation des déchets et production de plutonium dans un huitième de couche radiale (cas du combustible utilisé de CANDU enrichi en  $^{237}\text{Np}$ ).

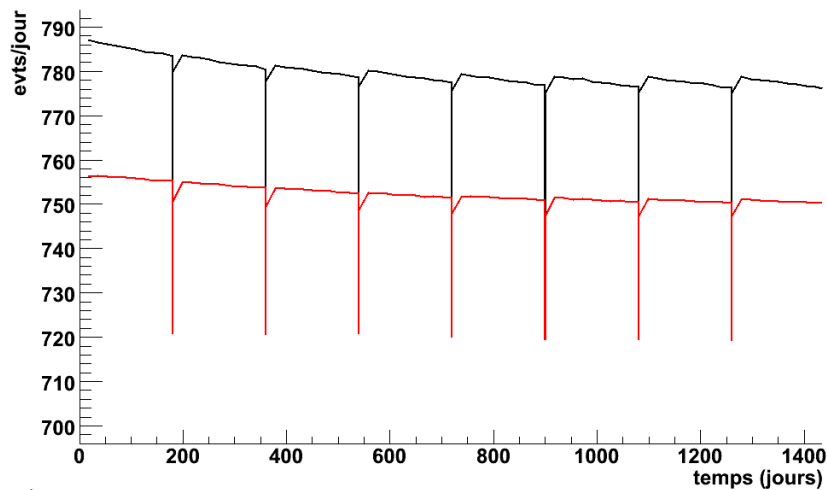


FIGURE III.3.15 – Écart entre les nombres d'événements attendus par jour pour une couverture de combustible de CANDU usé avec et sans enrichissement de  $^{237}\text{Np}$ .

des contrôles aléatoires de composition des couvertures pour s'affranchir d'un chargement partiel des couvertures en combustible sans  $^{237}\text{Np}$ . Il convient toutefois de rester prudent avec cette dernière option : en effet, le  $^{237}\text{Np}$  est à la fois fissile et fertile mais n'est à ce jour soumis aux Garanties que dans le cadre de déclarations volontaires des États. En conséquence, produire du  $^{237}\text{Np}$  pur à seule fin de rendre impropre le plutonium à une arme constitue un remède qui pourrait s'avérer pire que le mal, puisque le  $^{237}\text{Np}$  produit pourrait lui-même servir à réaliser une arme. Par ailleurs, malgré la distinction bien plus aisée entre une couverture exclusivement de combustible usé de CANDU et celui enrichi en  $^{237}\text{Np}$ , la différence n'est pas suffisante pour que le détournement d'une SQ induise un écart supérieur à 1%, alors que la fraction de neutrons retardés est déjà réduite pour 5% de  $^{237}\text{Np}$  (de 495 pcm à 399 pcm). L'utilisation de l'enrichissement en  $^{237}\text{Np}$  nécessite donc une étude complète afin de déterminer un processus de fabrication non-proliférant et de voir si l'augmentation de la teneur de cet isotope afin d'obtenir un écart suffisant est compatible avec la sécurité nucléaire.

Compte tenu de la faiblesse de l'écart sur le flux induit par le détournement d'une SQ, nous n'avons pas cherché à rapprocher le détecteur du réacteur : les effets de la géométrie, à l'heure actuelle, ne constituent pas un facteur limitant dans la détection.

Enfin, nous avons réalisé une simulation d'un réacteur dont le MOX est très fortement enrichi en plutonium. Une prochaine étude devrait être menée avec un MOX avec des teneurs en plutonium de l'ordre de la dizaine de pour-cent.

## Bibliographie

- [1] A. Glaser M. V. Ramana, "*Weapon-Grade Plutonium Production Potential in the Indian Prototype Fast Breeder Reactor*", Science Global Security, Princeton University (2007) ;
- [2] J. Brizi, "*Cycles uranium et thorium en réacteurs à neutrons rapides refroidis au sodium. Aspects neutroniques et déchets associés.*", thèse de doctorat de l'Université d'Orsay (2010) ;
- [3] G. Kessler et al., "*A new scientific solution for preventing the misuse of reactor-grade plutonium as nuclear explosive*", N.E.D 238 (2008)



## **CHAPITRE IV**

### **Conclusions et perspectives**





# Neutrinos for peace ?

Le travail de cette thèse était dédié à l'étude de faisabilité de l'utilisation de la détection des  $\bar{\nu}_e$  comme outil de non prolifération : il s'est agi de calculer l'évolution dans le temps du flux d' $\bar{\nu}_e$  émis par différents réacteurs nucléaires dans le cas de leur utilisation légitime puis dans un cas de fonctionnement perturbé afin de récupérer de la matière fissile.

Pour cela, nous avons dû nous intéresser à deux branches de calcul : d'une part des calculs d'évolution de réacteur, faisant appel à la physique des réacteurs et nécessitant un code d'évolution, MURE ; d'autre part, des calculs de décroissance  $\beta^-$  des produits de fission produits dans le cœur, avec leur spectre  $\bar{\nu}_e$  associé. Le chapitre I est une introduction aux différentes thématiques abordées dans ce travail.

Au cours du chapitre II, nous avons détaillé notre méthode de reconstruction des spectres  $\bar{\nu}_e$  émis par noyau fissile et présenté nos calculs pour des noyaux fissiles présentant un intérêt pour les combustibles innovants. Pour cela, nous avons établi que cette méthode, pour sa partie spectre  $\beta$ , présentait des différences notables avec les uniques mesures expérimentales de précision existant à ce jour. De même les écarts de normalisation des spectres convertis de Schreckenbach et ceux recalculés par Mueller *et al.* ainsi que P. Huber aboutissent à l'"anomalie réacteur". La méthode que nous avons développée est une alternative à l'utilisation des spectres convertis de Schreckenbach.

Partant de notre premier résultat avec les spectres  $\beta$ , nous avons écrit la conservation de l'énergie et nous avons ainsi pu présenter la comparaison de nos calculs à ceux de P. Huber pour les noyaux  $^{235}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$  et  $^{241}\text{Pu}$ . Les résultats obtenus mettent en évidence l'influence importante de l'effet "Pandemonium" sur la normalisation du spectre : les résultats présentés dans notre exposé montrent en conséquence qu'un effort expérimental important de détermination des décroissances  $\beta^-$  des PF pour s'affranchir au maximum de cet effet est nécessaire. Notre calcul montre également la grande importance du premier bin en énergie pris en compte à 1.8 MeV : pour fournir un calcul de précision, notamment dans le cadre de la résolution de l'"anomalie réacteur", il conviendra de proposer des spectres avec un binning resserré de quelques dizaines de keV et non 250 keV.

Par ailleurs, dans la mesure où le calcul dépend des bases de données sur les taux de production des PF, il apparaît que de nombreux travaux sont à venir afin de conclure définitivement. Ces travaux essentiellement expérimentaux portent naturellement sur une meilleure connaissance des décroissances  $\beta^-$  des PF et sur les taux de production des produits de fission pour les différents noyaux fissiles du futur.

## Conclusions et perspectives sur nos études de scénarios

### Conclusions et perspectives génériques

Lors de notre chapitre III, nous avons réalisé des études de scénario de prolifération pour des réacteurs CANDU, VHTR et RNR. Ces études ont mis en évidence des taux élevés de détections faussement positives : celles-ci sont dues à des barres d'erreur importantes. Parmi ces barres d'erreur, nous avons pris de façon très conservative 10% bin à bin pour les spectres que nous avons reconstruits. Une première amélioration serait de prendre des barres d'erreur plus proches de la réalité, qui restent à estimer.

Nous avons également arbitrairement choisi de prendre un seuil de faux-positif égal à une  $p$ -valeur de 50%. Il conviendrait de choisir un seuil optimal qui minimiserait le taux de faux-positif sans augmenter le

nombre de faux-négatif.

Nous avons fait l'hypothèse, *a priori*, de la validité de l'approximation du réacteur ponctuel, en positionnant le détecteur à 25 m. Or, comme pour les cas CANDU et VHTR, nous avons dû rapprocher le détecteur, cette approximation n'est plus raisonnable, et il conviendra donc d'introduire un terme correctif pour tenir compte des effets d'espace.

Enfin, nous n'avons exploité que la normalisation des spectres d' $\bar{\nu}_e$  lors de nos études. La prochaine étape est de tirer également profit de la forme du spectre : en effet, nous avons vu que le nombre d'événements attendus dans le détecteur dépendait à la fois du burnup du combustible et de la puissance. On peut en conséquence imaginer des scénarios de prolifération où le détournement serait masqué par une modification de la puissance délivrée par le réacteur. La prise en compte de la forme possède le potentiel de révéler ce type de scénario, il convient toutefois d'explorer cette voie. Notons tout de même que dans tous les scénarios étudiés, un détournement de matière fissile entraîne un déficit d' $\bar{\nu}_e$ , ce qui nécessiterait, pour le masquer, d'augmenter la puissance délivrée par le réacteur. Or, pour un réacteur délivrant déjà 100% de puissance, cela implique dépasser la puissance nominale, ce qui pose de sérieux problèmes en termes de sûreté de l'installation.

## Réacteur CANDU

Pour pouvoir conclure définitivement sur l'utilité potentielle d'un détecteur d' $\bar{\nu}_e$  près d'un réacteur CANDU, la prise en compte des barres d'erreur affinées est un pré-requis. On peut d'ores et déjà conclure que des équilibres de comportements proliférants sont détectables ; en revanche, les transitoires nécessitent une véritable amélioration des barres d'erreur.

## Réacteur VHTR

Les résultats obtenus pour le VHTR sont encourageants, et montrent que la contrainte neutronique forte rend délicate le détournement d'une SQ. Pour affiner notre étude et conclure sur le potentiel de détecteurs d' $\bar{\nu}_e$ , il convient de réaliser des études supplémentaires sur la puissance du réacteur, la densité de puissance des boulets ainsi que l'enrichissement du combustible. En particulier, nous avons vu que pour le réacteur PBMR de 400MW, le détournement d'une SQ est possible d'un point de vue neutronique, mais aisément détectable, tandis que pour la version de 200 MW, le transitoire du détournement est détectable seulement dans 40% des cas, alors que la neutronique rend impossible un détournement quotidien du nombre maximal<sup>3</sup> de boulet au burnup choisi. Ce dernier point montre qu'il faut également entreprendre des scénarios de prolifération où seule une partie des boulets d'un burnup donné est détournée.

## Réacteur RNR

Pour ce qui concerne le RNR, nous avons montré que l'écart entre des couvertures complètes de prolifération ou des couvertures légitimes était de l'ordre de 2 à 4 %, ce qui rend la découverte d'un huitième de couverture proliférant malaisée. L'idée d'enrichir le combustible placé en couverture en  $^{237}\text{Np}$  est intéressante, mais avec 5% de cet isotope dans la couverture, elle n'induit pas un écart dans le flux suffisant pour être sensible à une SQ, alors qu'elle réduit sensiblement la fraction des neutrons retardés. Par ailleurs, le  $^{237}\text{Np}$  étant lui-même fissile et fertile, il convient de réaliser une étude complète de filière de son utilisation à des fins de non prolifération afin de ne pas tomber de Charybde en Scylla.

3. il s'agit, à un jour donné, du nombre maximal de boulets au même burnup. Nous avons calculé 280 pour le cas du réacteur du benchmark, 452 pour le PBMR à 400 MW ...

## Quelques principaux axes d'effort

### Une meilleure connaissance des décroissances $\beta$ des PF à durée de vie courte méconnus expérimentalement

Notre méthode nous permet de réaliser un outil générique pour déterminer la contribution de chaque noyau au spectre global pour un type de réacteur donné ; en particulier pour des réacteurs innovants. À court terme, nous pourrions réaliser une liste des noyaux méconnus expérimentalement dont la contribution est importante et pour lesquels une mesure TAGS permettrait d'améliorer de façon substantielle la précision de notre calcul. Ce type de travail, a déjà été réalisé au sein du groupe ERDRE en 2009 pour des réacteurs actuels, dans le cadre d'études de puissance résiduelle. Les résultats des premières expériences montrent l'intérêt majeur d'un effort expérimental pour ces noyaux : notre publication montre en effet que l'amélioration apportée par une meilleure connaissance de seulement 5 noyaux est déjà très grande.

Nous voyons ici qu'un tel effort expérimental peut trouver des synergies avec les calculs de puissance résiduelle et/ou de fractions de neutrons retardés, tous deux des paramètres de grande importance en matière de sûreté nucléaire. Il permet également d'étudier de façon complémentaire à des expériences "purement neutrino" l'"anomalie réacteur" en affinant notre connaissance des spectres  $\bar{\nu}_e$  attendus dans des détecteurs à proximité des réacteurs.

### La validation expérimentale de notre travail de simulation

La réalisation d'une simulation de cœur complet au sein de Double Chooz par A. Onillon, confrontée à la mesure du détecteur proche constitue une étape importante pour l'utilisation de la détection des  $\bar{\nu}_e$  à des fins de non prolifération, dans la mesure où, grâce à la grande précision du détecteur proche, elle va permettre d'évaluer la sensibilité accessible à cette sonde.

Par ailleurs, les travaux de simulation de cœur complet de V-M Bui du réacteur OSIRIS, couplés à la mise en œuvre du détecteur NUCIFER devraient apporter une validation supplémentaire de notre méthode. Cette validation est d'autant plus importante que nous nous dirigeons vers un outil intégré détecteur+ simulation pour nos travaux au profit de l'AIEA. Là encore, il convient de noter qu'il existe une synergie déjà mise en œuvre de cette expérience : la quête des éventuels neutrinos stériles.

### Une optimisation des performances des détecteurs

De nouvelles générations de détecteurs de dimensions compatibles avec l'empreinte maximale souhaitée par l'AIEA voient le jour avec l'utilisation de détecteurs plastiques segmentés et utilisant le  $^6\text{Li}$  pour la capture neutronique. Si le développement de détecteurs à liquide scintillant actuels est primordial pour réaliser les études de sensibilité requises, la génération à plastique est prometteuse. En effet, pour intéresser l'AIEA et s'intégrer dans une approche de "Safeguards by Design", i.e. de Garanties dès la conception d'une centrale nucléaire, un détecteur devrait pouvoir être intégré dès la construction de la tranche réacteur et nécessiter le moins de maintenance possible. Contrairement au liquide scintillant, le plastique a le mérite de ne pas être agressif pour le réacteur ; la démonstration de sûreté de son intégration devrait en conséquence être plus aisée. De plus, la problématique de tenue dans le temps de la transparence des liquides scintillants ne se pose pas non plus, *a priori* pour le plastique.

### Une autre méthode de détection ?

Notre présentation de la contribution des décroissances des actinides dans le spectre  $^{232}\text{Th}$ , par exemple, a mis en évidence la domination de cette contribution sur celle des PF. Une réaction possible des neutrinos avec la matière autre que la réaction  $\beta$ -inverse est la réaction de diffusion élastique des neutrinos avec les noyaux. Cette réaction possède l'avantage d'être sans seuil. Néanmoins, elle présente l'inconvénient, à ce jour, d'être délicate à mesurer : en effet, le principe de détection est de mesurer l'énergie de recul du noyau de détection. La problématique est de trouver un compromis sur le numéro atomique du noyau de détection : plus il est grand, plus la section efficace d'interaction est élevée, mais plus son énergie de recul est faible. Lors de la conférence "6th International Workshop on Low Energy Neutrino Physics" qui a eu

lieu en novembre 2011, A. Bernstein indique que pour l'instant, avec les détecteurs existants, seuls des  $\bar{\nu}_e$  d'énergie  $> 2$  MeV sont détectables.

## A. Non-prolifération : jalons historiques

- 1945** 16 juillet : premier essai nucléaire américain d'une bombe au plutonium (Trinity) ;  
6 août : la ville d'Hiroshima est détruite par une bombe à l'uranium ;  
9 août : la ville de Nagasaki est détruite par une bombe au plutonium.
- 1949** 29 août : première explosion nucléaire soviétique
- 1952** 3 octobre, le Royaume-Uni procède à son premier essai nucléaire dans le Pacifique ;  
1<sup>er</sup> novembre : explosion de la première bombe thermonucléaire dans le Pacifique (atoll des Bikini).
- 1953** 12 août : explosion de la première bombe thermonucléaire soviétique.
- 1956** 20 septembre : les représentants de 82 pays adoptent les statuts de l'Agence Internationale de l'Énergie Atomique, qui deviendra officiellement opérationnelle le 29 juillet 1957.  
Mise en place d'une alliance militaire et nucléaire entre la France et Israël aboutissant à la livraison d'un réacteur à eau lourde (25MW).
- 1959** 1<sup>er</sup> décembre : adoption du traité sur l'Antarctique interdisant toute mesure à caractère militaire et toute explosion nucléaire.
- 1960** 13 février : première explosion nucléaire française à Reggane (Sahara).
- 1962** Crise de Cuba : l'URSS entreprend d'installer des fusées porteuses d'armes nucléaires à Cuba.
- 1963** 5 août : adoption du traité de Moscou interdisant les essais d'armes nucléaires dans l'atmosphère, dans l'espace extra-atmosphérique et sous l'eau.
- 1964** 16 octobre : premier essai nucléaire chinois.
- 1967** 27 janvier : traité sur les principes régissant les activités des États en matière d'exploration et d'utilisation de l'espace extra-atmosphérique, y compris la Lune et les autres corps célestes ;  
14 février : adoption à Mexico du traité de Tlatelolco visant l'interdiction des armes nucléaires en Amérique latine et dans les Caraïbes.
- 1968** 1<sup>er</sup> juillet : adoption du traité sur la non prolifération des armes nucléaires, entré en vigueur le 5 mars 1970 pour une durée initiale de 25 ans.  
août : explosion du premier engin thermonucléaire français.
- 1971** Création du comité Zangger, organisme informel au sein duquel les principaux pays fournisseurs d'équipements nucléaires traitent de l'exportation de matériaux.  
11 février : adoption du traité interdisant de placer des armes nucléaires et d'autres armes de destruction massive sur les fonds marins ainsi que leur sous-sol.
- 1972** 26 mai : les États-Unis et l'URSS signent les accords SALT I (Strategic Arms Limitation Talks) à Moscou.  
Les États-Unis et l'URSS signent le traité ABM (Anti-Ballistic Missile) sur la limitation des systèmes de missiles anti-missiles.  
22 juin : accord entre les États-Unis et l'URSS relatif à la prévention de la guerre nucléaire.
- 1974** l'Inde procède à un essai nucléaire qualifié d'"explosion nucléaire pacifique".
- 1975** 1<sup>er</sup> janvier : création du *Club de Londres* ou Groupe de fournisseurs nucléaires (Nuclear Suppliers Group), association non officielle de 35 grands pays fournisseurs d'articles nucléaires.
- 1979** 18 juin : signature des accords SALT II entre les États-Unis et l'URSS, limitant la croissance quantitative et qualitative des armes nucléaires stratégiques américaines et soviétiques.  
Septembre : au large des côtes sud-africaines, la CIA détecte un "flash" caractéristique d'une explosion nucléaire.

- 1981** Israël bombarde le réacteur nucléaire irakien OSIRAK.
- 1985** 6 août : signature du traité de Rarotonga créant une zone exempte d'armes nucléaires dans le Pacifique sud.  
 Décembre : la Corée du Nord adhère au TNP ; elle ne conclura l'accord de garantie avec l'AIEA, prévu par le traité, que le 9 avril 1992.
- 1986** Des révélations faites au *Sunday Times* permettent aux experts d'affirmer l'existence d'un arsenal nucléaire israélien.
- 1987** création du régime de contrôle de la technologie des missiles (RCTM).  
 8 décembre : les Etats-Unis et l'URSS adoptent le traité FNI sur les Forces Nucléaires Intermédiaires (*Intermediate-range Nuclear Forces*) prévoyant l'élimination de leurs missiles à portée intermédiaire et à plus courte portée.
- 1990** 28 novembre : déclaration de Buenos Aires : l'Argentine et le Brésil renoncent à la fabrication d'armes nucléaires.
- 1991** 31 juillet : George H. Bush et Mikhaïl Gorbatchev signent à Moscou le traité START I qui prévoit la réduction d'un tiers des arsenaux d'armes nucléaires stratégiques.  
 Septembre-octobre : double décision américaine et soviétique prévoyant la destruction de toutes les armes nucléaires de théâtre ou tactique en Europe, excepté, pour les États-Unis, la composante aérienne.
- 1992** 23 mai : protocole sur la limitation des armements stratégiques signés à Lisbonne entre la république de Biélorussie, la république du Kazakhstan, la fédération de Russie, l'Ukraine et les États-Unis : les trois nouveaux états issus de la dissolution de l'Union soviétique renoncent à l'arme nucléaire.
- 1993** 3 janvier : signature du traité START II entre les États-Unis et l'ex-URSS. Il prévoit l'élimination des missiles sol-sol dotés de têtes nucléaires à rentrée indépendamment guidée (MIRV) ainsi que la réduction du nombre d'armes nucléaires stratégiques russes et américaines à respectivement 3000 et 3500.  
 24 mars : l'Afrique du Sud annonce qu'elle a fabriqué six armes nucléaires, qu'elle les a démantelées et qu'elle adhère au TNP en tant qu'État non détenteur d'armes nucléaires.
- 1994** accord-cadre entre les États-Unis et la Corée du Nord, prévoyant la constitution d'un consortium multinational devant construire deux réacteurs nucléaires à eau légère à usage civil avant 2003, en Corée du Nord, en l'échange du gel des programmes d'armes atomiques par Pyongyang.
- 1995** 11 avril : le Conseil de Sécurité des Nations Unies adopte la résolution 984, qui garantit une assistance aux états non nucléaires ayant signé le TNP, s'ils font l'objet d'une attaque nucléaire.  
 11 mai : 170 pays décident la prorogation du TNP pour une durée indéfinie.  
 15 décembre : traité de Bangkok créant des zones exemptes d'armes nucléaires en Asie du Sud-Est.
- 1996** 11 avril : traité de Pelindaba créant des zones exemptes d'armes nucléaires en Afrique.  
 8 juillet : avis consultatif de la Cour Internationale de Justice concernant la licéité de la menace ou l'emploi d'armes nucléaires : la Cour affirme qu'elle " ne peut conclure de façon définitive que la menace ou l'emploi des armes nucléaires serait licite ou illicite dans une circonstance extrême de légitime défense dans laquelle la survie même d'un État serait en cause."  
 10 septembre : adoption du traité d'interdiction complète des essais nucléaires (TICE).
- 1998** mai : l'Inde et le Pakistan procèdent à des essais nucléaires.
- 1999** 17 décembre : la résolution 1284 du Conseil de Sécurité crée la Commission de contrôle, de vérification et d'inspection des Nations-Unies (COCOVINU).
- 2000** 21 avril : la Russie ratifie le TICE et START II.  
 24 avril – 19 mai : conférence des États parties (187) au TNP. Les cinq grandes puissances nucléaires reconnues (Chine, États-Unis, France, Royaume-Uni et Russie) "s'engagent sans équivoque à accomplir l'élimination totale de leurs arsenaux nucléaires".
- 2002** 12 décembre : la Corée du Nord annonce la reprise de son programme nucléaire ; le 21, elle démantèle toutes les installations de contrôle de l'AIEA, et le 31, expulse les derniers inspecteurs qui surveillaient l'installation de Yongbyon.



**2003** 11 janvier : la Corée du Nord se retire du TNP

31 mai : les États-Unis proposent l'Initiative de Sécurité contre la Prolifération (PSI). La PSI vise à soutenir les efforts déployés pour empêcher la prolifération des ADM, de leurs vecteurs et des matériels connexes ainsi que leur transport par les voies terrestre, aérienne et maritime à destination et en provenance de pays suscitant des préoccupations en matière de prolifération. Cette initiative est en particulier motivée par les risques de prolifération liés à des organisations non étatiques (affaire du Dr Khan, déclarations d'Al Qaïda ...)

**2004** 28 avril : adoption de la résolution 1540 du Conseil de Sécurité de l'ONU qui reprend les termes de la déclaration du Conseil de Sécurité de l'ONU du 31 janvier 1992 en affirmant que « la prolifération des armes nucléaires, chimiques et biologiques et de leurs vecteurs constitue une menace pour la paix et la sécurité mondiales ». Ce sont les risques liés à l'acquisition de telles armes par des « acteurs non étatiques » qui sont spécialement visés.

30 avril : entrée en vigueur du Protocole additionnel dans tous les pays de l'UE.

**2005** 2-27 mai : la septième Conférence d'examen des Parties au TNP se réunit à New York et s'achève par l'adoption d'un document final de procédure.

10 octobre : le prix Nobel de la Paix 2005 est attribué à l'AIEA et à son Directeur général, Mohamed El Baradei, pour « leur action en faveur d'un monde plus sûr et plus pacifique ».

**2006** 5 février : l'Iran décide de réduire sa coopération avec l'AIEA en n'appliquant plus volontairement le Protocole additionnel et en reprenant les activités liées à l'enrichissement à Natanz.

31 juillet : adoption de la Résolution 1696 du Conseil de Sécurité des Nations Unies qui "exige que l'Iran suspende, sous vérification de l'AIEA, toutes ses activités liées à l'enrichissement et au retraitement, y compris la recherche-développement". Un ultimatum d'un mois est donné à l'Iran.

9 octobre : la Corée du Nord annonce qu'elle a fait exploser sa première bombe atomique.

14 octobre : le Conseil de sécurité des Nations Unies adopte à l'unanimité la résolution 1718 qui impose une série de sanctions économiques et commerciales à la Corée du Nord, en réaction à l'essai nucléaire que cette nation a affirmé avoir effectué.

23 décembre : le Conseil de sécurité des Nations Unies adopte la résolution 1737 qui impose des sanctions à l'égard de l'Iran à la suite du refus de Téhéran de suspendre ses activités nucléaires sensibles en matière d'enrichissement et de retraitement. Ces mesures visent à empêcher toute contribution extérieure au bénéfice des activités sensibles nucléaires et balistiques de l'Iran. La résolution impose aussi des sanctions financières à l'encontre des organismes et des individus responsables de ces activités. Enfin, la résolution renforce les pouvoirs de l'AIEA dans son travail de vérification.

**2010** 8 avril : signature du traité START III

12-13 avril : sommet de Washington sur la sécurité nucléaire, les participants s'engagent à renforcer leur sécurité nucléaire et à réduire la menace du terrorisme nucléaire.

3-28 mai : la huitième conférence d'examen des parties au TNP se tient à New-York

**2011** 5 février : le traité START III entre en vigueur et limite les arsenaux des États-Unis et de la Russie à 1550 ogives nucléaires déployées.



## B. Taux de production des PF pour les noyaux dont les spectres $\beta$ ont été mesurés

### B.1 Sphère d' $^{235}\text{U}$

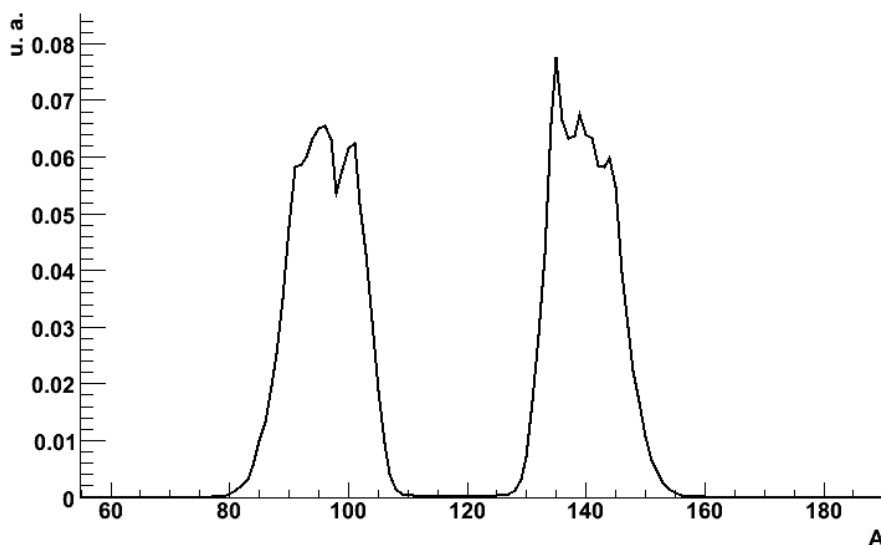


FIGURE B.1 – Taux de production des produits de fission en fonction de leur nombre de masse pour l' $^{235}\text{U}$

### B.2 Sphère de $^{239}\text{Pu}$

Pour le domaine thermique, les taux de productions sont fournis fig. B.2

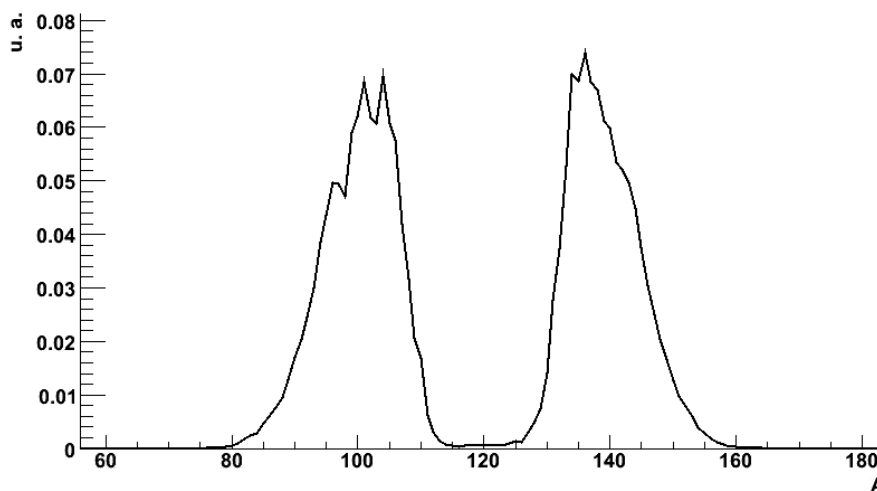


FIGURE B.2 – Taux de production des produits de fission en fonction de leur nombre de masse pour le  $^{239}\text{Pu}$

### B.3 Sphère de $^{241}\text{Pu}$

Pour le domaine thermique, les taux de productions sont fournis fig. B.3

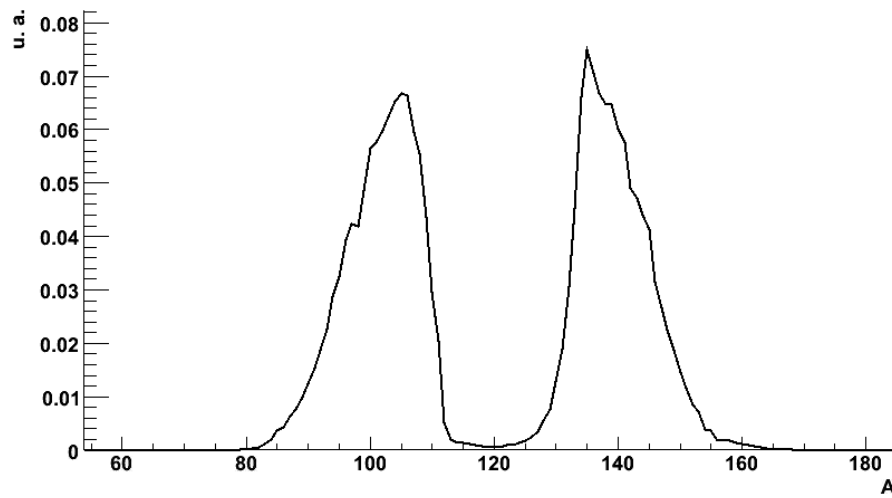


FIGURE B.3 – Taux de production des produits de fission en fonction de leur nombre de masse pour le  $^{241}\text{Pu}$

## C. Taux de production des PF pour les noyaux dont les spectres $\beta$ n'ont pas encore été mesurés

### C.1 Sphère d' $^{238}\text{U}$

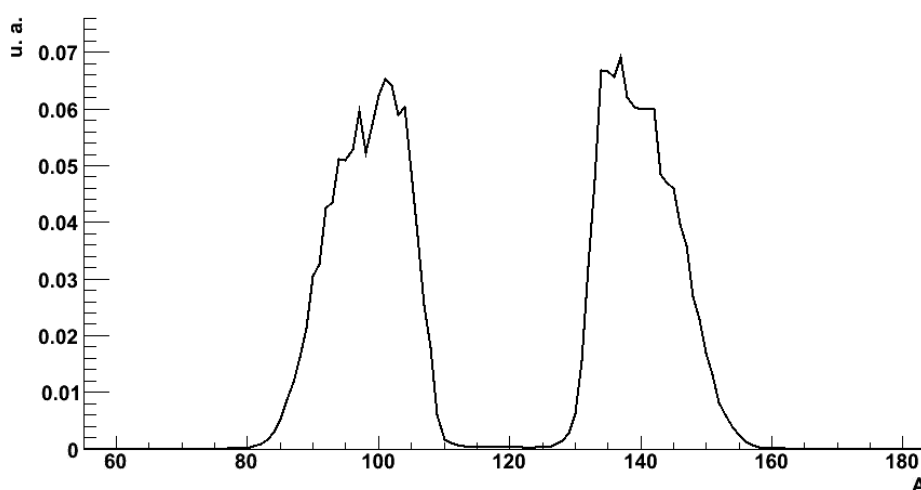


FIGURE C.1 – Taux de production des produits de fission en fonction de leur nombre de masse pour l' $^{238}\text{U}$

### C.2 Sphère de $^{232}\text{Th}$

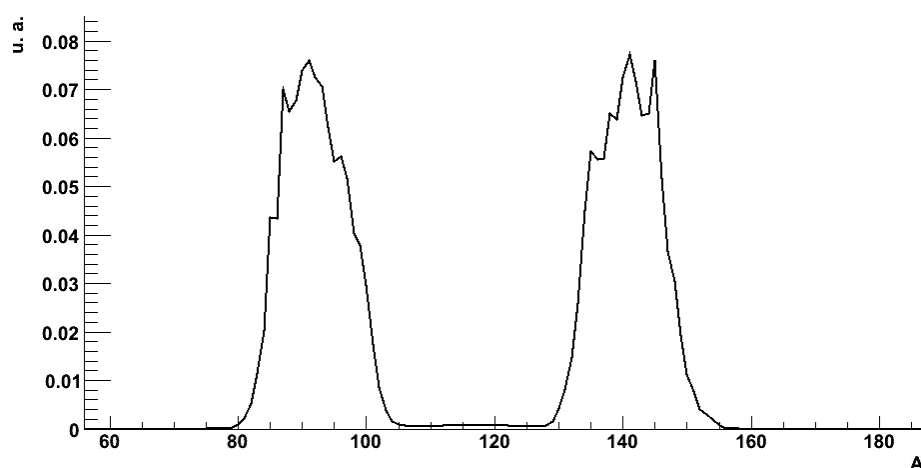


FIGURE C.2 – Taux de production des produits de fission en fonction de leur nombre de masse pour le  $^{232}\text{Th}$

### C.3 Sphère d' $^{233}\text{U}$

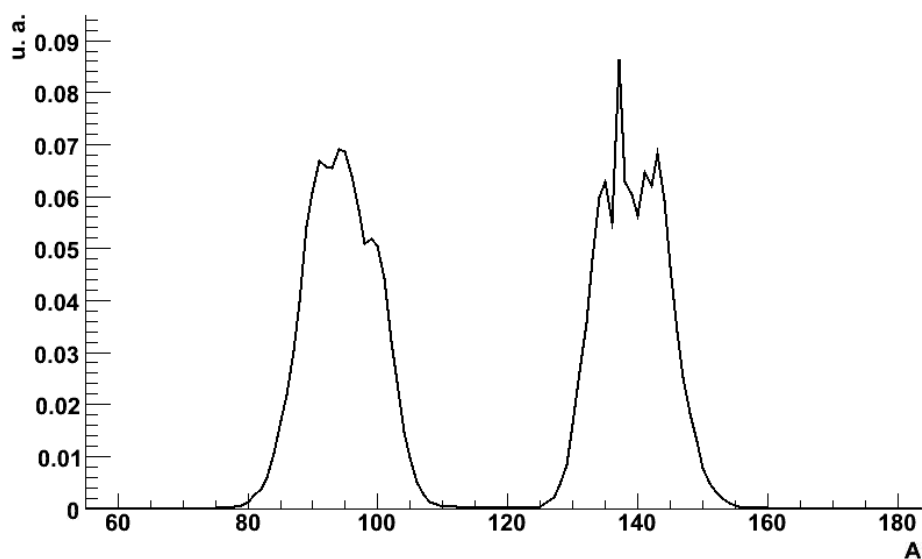


FIGURE C.3 – Taux de production des produits de fission en fonction de leur nombre de masse pour l' $^{233}\text{U}$

### C.4 Sphère de $^{240}\text{Pu}$

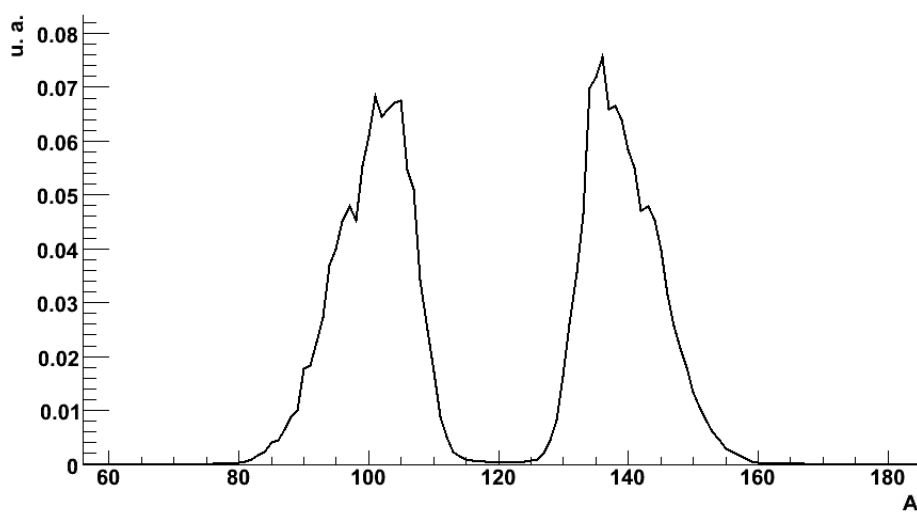


FIGURE C.4 – Taux de production des produits de fission en fonction de leur nombre de masse pour le  $^{240}\text{Pu}$

## D. Table de $\chi^2$

### The chi-square distribution

$$\Pr[X \leq x] = \int_0^x \frac{1}{\Gamma(r/2)2^{r/2}} y^{r/2-1} e^{-y/2} dy$$

$r$	$\Pr[X \leq x]$					
	0.01	0.025	0.05	0.95	0.975	0.99
1	0.000	0.001	0.004	3.841	5.024	6.635
2	0.020	0.051	0.103	5.991	7.378	9.210
3	0.115	0.216	0.352	7.815	9.348	11.345
4	0.297	0.484	0.711	9.488	11.143	13.277
5	0.554	0.831	1.145	11.070	12.833	15.086
6	0.872	1.237	1.635	12.592	14.449	16.812
7	1.239	1.690	2.167	14.067	16.013	18.475
8	1.646	2.180	2.733	15.507	17.535	20.090
9	2.088	2.700	3.325	16.919	19.023	21.666
10	2.558	3.247	3.940	18.307	20.483	23.209
11	3.053	3.816	4.575	19.675	21.920	24.725
12	3.571	4.404	5.226	21.026	23.337	26.217
13	4.107	5.009	5.892	22.362	24.736	27.688
14	4.660	5.629	6.571	23.685	26.119	29.141
15	5.229	6.262	7.261	24.996	27.488	30.578
16	5.812	6.908	7.962	26.296	28.845	32.000
17	6.408	7.564	8.672	27.587	30.191	33.409
18	7.015	8.231	9.390	28.869	31.526	34.805
19	7.633	8.907	10.117	30.144	32.852	36.191
20	8.260	9.591	10.851	31.410	34.170	37.566
21	8.897	10.283	11.591	32.671	35.479	38.932
22	9.542	10.982	12.338	33.924	36.781	40.289
23	10.196	11.689	13.091	35.172	38.076	41.638
24	10.856	12.401	13.848	36.415	39.364	42.980
25	11.524	13.120	14.611	37.652	40.646	44.314
26	12.198	13.844	15.379	38.885	41.923	45.642
27	12.879	14.573	16.151	40.113	43.195	46.963
28	13.565	15.308	16.928	41.337	44.461	48.278
29	14.256	16.047	17.708	42.557	45.722	49.588
30	14.953	16.791	18.493	43.773	46.979	50.892





# Table des figures

1	Discrepancies in the fission products distributions for $^{235}\text{U}$ and $^{239}\text{Pu}$ ( <i>database</i> : ENDF/B 6.8). . . . .	iv
2	Strategy of the simulation of the $\bar{\nu}_e$ spectra in the frame of our study. . . . .	v
I.1.1	Le modèle standard. . . . .	5
I.1.2	Distributions des produits de fissions de l' $^{235}\text{U}$ et du $^{239}\text{Pu}$ reportées sur la charte des noyaux. . . . .	6
I.1.3	À gauche, distribution des produits de fissions de l' $^{235}\text{U}$ , à droite, ceux pouvant émettre des $\bar{\nu}_e$ d'énergie $> 1.8 \text{ MeV}$ . . . . .	7
I.1.4	Hiérarchies de masse normale et inversée. . . . .	9
I.2.1	Positionnement des deux détecteurs sur le site de Chooz . . . . .	16
I.3.1	Décroissance $\beta^-$ du $^{132}\text{Sn}$ donnée dans [1]. . . . .	22
I.3.2	Différence d'allure entre une décroissance permise et première interdite unique . . . . .	24
I.4.1	Cycle du combustible électro-nucléaire (source AREVA) . . . . .	30
I.4.2	Position de NUCIFER auprès du réacteur de recherche OSIRIS . . . . .	34
I.4.3	Physique de détection utilisée avec NUCIFER . . . . .	34
I.5.1	Réserves de pétrole prouvées dans le monde, en 2011 [2]. . . . .	38
I.5.2	Objectif de réduction des gaz à effets de serre par poste de consommation d'énergie. . . . .	39
I.5.3	Principaux critères de choix de réacteur du futur. . . . .	40
I.5.4	Les différents types de réacteurs retenus par le projet gen. IV. . . . .	41
I.5.5	Échelle de temps du projet gen. IV. . . . .	42
I.6.1	Sections efficaces de capture de l' $^{238}\text{U}$ et de l'hydrogène (JEFF3.1) . . . . .	51
I.6.2	Section efficace d'interaction entre le $^{135}\text{Xe}$ et les neutrons. . . . .	52
I.6.3	Évolution dans le temps des contributions des noyaux fissiles à la production de puissance dans un crayon de REP. . . . .	54
I.6.4	Différence de production des PF entre $^{235}\text{U}$ et $^{239}\text{Pu}$ . . . . .	54
I.6.5	Flux des $\bar{\nu}_e$ par fission de noyau fissile . . . . .	54
I.7.1	Principe de notre étude . . . . .	62
II.1.1	Principe de fonctionnement de MURE . . . . .	67
II.1.2	Un exemple d'utilisation de l'interface graphique de MURE (MureGui) : visualisation et comparaison de l'inventaire des différents isotopes du plutonium dans la couverture d'un réacteur à neutrons rapides simulé. . . . .	70
II.2.1	Nombre de noyaux à considérer dans les équations de Bateman pour le $^{232}\text{Th}$ en fonction du seuil de coupure. . . . .	75
II.2.2	Coupure d'un noyau à durée de vie courte, et réaffectation de son taux de production à son fils . . . . .	75
II.2.3	Écarts dans les taux de production des PF pour l' $^{238}\text{U}$ dans le domaine rapide . . . . .	76
II.2.4	Écarts dans les taux de production en fonction de l'énergie des neutrons incidents pour le $^{239}\text{Pu}$ . . . . .	77
II.2.5	Différence de l'évolution des taux de production du $^{135}\text{Xe}$ pour un spectre thermique (rouge) et pour un spectre épithermique (noir) . . . . .	78

II.3.1	Influence de chaque correction sur le spectre $\bar{\nu}_e$ d'une branche fictive de 10 MeV sur le noyau $Z=46$ $A=117$ décrit par Huber (article [10] -fig. I) . . . . .	85
II.3.2	Influence de chaque correction implémentée par nos soins sur le spectre $\bar{\nu}_e$ d'une branche fictive de 10 MeV sur le noyau $Z=46$ $A=117$ . . . . .	85
II.3.3	Comparaison entre le spectre $\beta$ émis par une fission d' $^{235}\text{U}$ avec notre méthode de reconstruction, et celle de l'article [9] . . . . .	86
II.3.4	Comparaison entre le spectre $\beta$ reconstruit pour une fission d' $^{235}\text{U}$ , de $^{239}\text{Pu}$ , de $^{241}\text{Pu}$ avec notre méthode de reconstruction, et celle de P. Huber. En bas, à gauche, notre prédiction pour une fission d' $^{238}\text{U}$ présentée dans l'article [11] . . . . .	88
II.3.5	Reconstruction du spectre $\bar{\nu}_e$ de l' $^{235}\text{U}$ selon notre procédure : à 12h et à 450 jours . . . . .	89
II.3.6	Reconstruction du spectre $\bar{\nu}_e$ du $^{239}\text{Pu}$ en spectre thermique . . . . .	89
II.3.7	Reconstruction du spectre $\bar{\nu}_e$ du $^{239}\text{Pu}$ en spectre épithermique . . . . .	90
II.3.8	Reconstruction du spectre $\bar{\nu}_e$ du $^{241}\text{Pu}$ dans le domaine thermique . . . . .	91
II.3.9	Reconstruction du spectre $\bar{\nu}_e$ du $^{241}\text{Pu}$ en spectre épithermique . . . . .	91
II.3.10	Reconstruction du spectre $\bar{\nu}_e$ de l' $^{238}\text{U}$ . . . . .	93
II.3.11	Reconstruction du spectre $\bar{\nu}_e$ de l' $^{233}\text{U}$ . . . . .	94
II.3.12	Reconstruction du spectre $\bar{\nu}_e$ du $^{232}\text{Th}$ . . . . .	94
II.3.13	Reconstruction du spectre $\bar{\nu}_e$ du $^{238}\text{Pu}$ . . . . .	95
II.3.14	Reconstruction du spectre $\bar{\nu}_e$ du $^{240}\text{Pu}$ . . . . .	96
II.3.15	Reconstruction du spectre $\bar{\nu}_e$ du $^{242}\text{Pu}$ . . . . .	96
II.4.1	Écart entre le spectre calculé (en noir) et un spectre avec tirage aléatoire dans la barre d'erreur, bin à bin (en rouge) . . . . .	103
II.4.2	Répartition des résultats des tests de Kolmogorov pour 10 000 tirages aléatoires. . . . .	103
II.4.3	À gauche, les écarts entre le spectre $^{235}\text{U}$ (en noir), et $^{239}\text{Pu}$ (en rouge). À droite, le test de Kolmogorov-Smirnov indique une p-valeur moyenne de 0.1 entre les deux spectres, avec un écart en normalisation 36.6%. . . . .	104
II.4.4	À gauche, les écarts entre le spectre $^{235}\text{U}$ (en noir), et $^{241}\text{Pu}$ (en rouge). À droite, le test de Kolmogorov-Smirnov indique une p-valeur moyenne de 0.84 entre les deux spectres, avec un écart en normalisation 12%. . . . .	105
II.4.5	Extrait de la table du $\chi^2$ fournie en D. . . . .	107
III.1.1	Coupe d'un canal de CANDU. . . . .	114
III.1.2	Constitution d'un canal de réacteur CANDU . . . . .	116
III.1.3	Taux de fissions des noyaux fissiles dans un réacteur CANDU - en violet, la contribution de l' $^{235}\text{U}$ , en rouge, celle du $^{239}\text{Pu}$ , en bleu, celle de l' $^{238}\text{U}$ et en noir, celle du $^{241}\text{Pu}$ . Les figures en trait plein correspondent à un rechargement tous les 100 jours, les tirets, tous les 200 jours et les pointillés, tous les 300 jours. . . . .	117
III.1.4	Principe de renouvellement de combustible par canal : à l'équilibre, 4 grappes proviennent du chargement N-2 (bleu) et 8 du chargement N-1 (vert). Le rechargement N (orange) consiste à "pousser" 8 grappes à l'autre bout du canal. On récupère alors les 4 grappes du rechargement N-2 et 4 grappes du rechargement N-1. Restent en réacteur 4 grappes du rechargement N-1 et les 8 nouvelles grappes. . . . .	117
III.1.5	Quantité de supergrappes à détourner pour réunir une SQ avec du combustible irradié pendant 100 jours : 56 supergrappes, à l'issue du deuxième rechargement. . . . .	118
III.1.6	Qualité du plutonium produit en fonction du temps et du plan de rechargement . . . . .	119
III.1.7	Comparaison des évolutions du $K_{\text{eff}}$ pour les rechargements à 100 jours (trait plein rouge), 200 jours (pointillés noirs), 300 jours (points bleus) . . . . .	119
III.1.8	Écart entre le nombre quotidien d' $\bar{\nu}_e$ détectés pour un rechargement normal (en noir) ou un rechargement proliférant (en rouge) avec un détecteur de type NUCIFER situé à 25 m du réacteur. L'écart entre les deux comportements est de 1.25%. . . . .	120
III.1.9	Comparaison des spectres à 350 jours pour les différents types de rechargement. . . . .	120
III.1.10	Méthode de reconstruction : produit des taux de fissions par le nombre moyen d' $\bar{\nu}_e$ émis par fission calculé dans notre chapitre II.3. . . . .	121

III.1.11	Méthode de reconstruction : produit des taux de fissions par le nombre moyen d' $\bar{\nu}_e$ émis par fission issu de l'article [5] . . . . .	121
III.1.12	Évolution sur 600 jours de l'écart entre les figures III.1.10 et III.1.11 . . . . .	122
III.1.13	Méthode utilisée : produit des taux de fission par nos spectres d' $\bar{\nu}_e$ émis par fission calculés dans la section II.3. . . . .	122
III.1.14	Méthode utilisée : produit des taux de fission par nos spectres d' $\bar{\nu}_e$ émis par fission construits par Huber [5]. . . . .	122
III.1.15	Évolution sur 600 jours de l'écart entre les flux représentés en figures III.1.13 et III.1.14. . . . .	123
III.1.16	Méthode : reconstruction complète avec l'évolution de MURE pour les $\bar{\nu}_e$ émis avec une énergie $> 1.8\text{MeV}$ . . . . .	123
III.1.17	Évolution sur 600 jours de l'écart entre les figures III.1.13 et III.1.16 . . . . .	124
III.1.18	Résultats obtenus en utilisant nos spectres reconstruits dans la section II.3 à 12h. . . . .	124
III.1.19	Résultats obtenus en utilisant les spectres de Huber. . . . .	125
III.1.20	Écarts obtenus entre les calculs présentés en fig. III.1.18 et III.1.19. . . . .	125
III.1.21	Évolution sur 600 jours du flux d' $\bar{\nu}_e$ calculé avec MURE. . . . .	125
III.1.22	Écarts obtenus entre les calculs présentés en fig. III.1.18 et III.1.21. . . . .	126
III.1.23	Écarts entre comportement légitime (en rouge) et proliférant (en noir) avec nos spectres à 12h. . . . .	126
III.1.24	Écarts entre comportement légitime (en rouge) et proliférant (en noir) avec les spectres de Huber. . . . .	126
III.1.25	Répartition des événements détectés en tenant compte de l'erreur maximale possible sur les taux de fission pour les comportements proliférant (en rouge) et normal (en noir) à partir du produit des taux de fissions par nos spectres à 12h. . . . .	129
III.1.26	Répartition des événements détectés en prenant l'erreur maximale possible sur les taux de fission pour les comportements proliférant (en rouge) et normal (en noir) appliquée à notre simulation. . . . .	129
III.1.27	Spectres en énergie des $\bar{\nu}_e$ détectés à l'équilibre pour un comportement légitime (rouge) et proliférant (noir). . . . .	130
III.1.28	Calculs des $p$ -valeurs reportés dans les tableaux. . . . .	131
III.1.29	Qualité du plutonium produit avec un rechargement tous les 50 jours . . . . .	133
III.1.30	$K_\infty$ à l'équilibre pour un rechargement proliférant à 50 jours / 350 jours . . . . .	133
III.1.31	Écarts entre les spectres détectés pour un comportement légitime (rouge) et un comportement proliférant (noir) . . . . .	134
III.2.1	Constitution d'un boulet et d'une particule TRISO d'après le site du concepteur PBMR [4] . . . . .	138
III.2.2	Caractéristiques génériques du réacteur du benchmark (p.86 [5]) . . . . .	140
III.2.3	Boulet simulé avec MURE . . . . .	141
III.2.4	Évolution dans le temps des contributions des principaux noyaux fissiles dans le boulet. . . . .	141
III.2.5	Comparaison des inventaires en $^{239}\text{Pu}$ entre notre simulation et les résultats des participants du benchmark . . . . .	142
III.2.6	Comparaison des inventaires en $^{235}\text{U}$ entre notre simulation et les résultats des participants du benchmark . . . . .	142
III.2.7	Comparaison des inventaires en $^{241}\text{Pu}$ entre notre simulation et les résultats des participants du benchmark . . . . .	143
III.2.8	Données du benchmark pour le combustible PuOx. . . . .	143
III.2.9	Évolution des taux de fissions pour le combustible PuOx. . . . .	144
III.2.10	Écarts en inventaires de $^{239}\text{Pu}$ pour le combustible PuOx . . . . .	144
III.2.11	Évolution du "vecteur" plutonium sous irradiation, dans un boulet . . . . .	145
III.2.12	Données du benchmark pour le combustible ThUOx. . . . .	145
III.2.13	Évolution des taux de fissions pour le combustible ThUOx. . . . .	146
III.2.14	Écarts en inventaires entre notre simulation et le participant A (WIMS/JEF2.2) pour le combustible ThUOx . . . . .	146
III.2.15	Évolution de l'inventaire en $^{233}\text{U}$ jusqu'à 40 GWd/t ( $\approx 70$ jours) dans un boulet . . . . .	146
III.2.16	Nombre de boulets à détourner pour récupérer une SQ et qualité du plutonium produit en fonction du burnup . . . . .	147
III.2.17	Valeur du $K_{eff}$ en fonction du taux de compaction . . . . .	148
III.2.18	Détermination graphique du temps de résidence . . . . .	148

III.2.19	Évolution du flux quotidien d' $\bar{\nu}_e$ détectables par boulet en fonction du temps. . . . .	150
III.2.20	Évolution du flux quotidien d' $\bar{\nu}_e$ détecté par boulet en fonction du temps, pour un détecteur de type NUCIFER à 7.5m du réacteur. . . . .	150
III.2.21	Influence du détournement de 280 boulets par jour, sans possibilité d'ajouter de boulets neufs supplémentaires . . . . .	151
III.2.22	Influence du détournement de 280 boulets par jour, avec la possibilité d'ajouter 20% de boulets neufs supplémentaires . . . . .	151
III.2.23	Influence du détournement de 280 boulets par jour, avec la possibilité d'ajouter 50% de boulets neufs supplémentaires . . . . .	152
III.2.24	$\bar{\nu}_e$ détectés par un détecteur type NUCIFER pour les combustibles UOx, ThUOx et PuOx . . . .	153
III.2.25	Réacteur PBMR credit PBMR Ltd. 2008 . . . . .	154
III.2.26	Taux de réactions des principaux noyaux fissiles pour le PBMR. . . . .	155
III.2.27	Évolution du $K_\infty$ et du $K_{\infty \text{moyen}}$ pour le PBMR. . . . .	155
III.2.28	Nombre de boulets à détourner pour récupérer une SQ et qualité du plutonium produit en fonction du burnup (répartition des % des différents isotopes) . . . . .	156
III.2.29	Pourcentage de boulets requis pour détourner une SQ pour un réacteur de 400 MW . . . . .	156
III.2.30	Pourcentage de boulets requis pour détourner une SQ pour un réacteur de 400 MW . . . . .	157
III.2.31	Pourcentage de boulets requis pour détourner une SQ pour un réacteur de 200 MW . . . . .	158
III.2.32	Influence de la distance du détecteur au réacteur sur le taux de comptage (pour le réacteur à lit de boulets III.2 . . . . .	159
III.3.1	Caractéristiques du réacteur simulé - reproduction du tableau 4 de l'article [1]. . . . .	164
III.3.2	Caractéristiques du réacteur simulé - reproduction du tableau 5 de l'article [1]. . . . .	164
III.3.3	Géométrie du réacteur simulé : coupes radiale et axiale . . . . .	165
III.3.4	Contribution des différents noyaux à la production de puissance dans le cas proliférant. . . . .	167
III.3.5	Transmutation des déchets et production de plutonium dans un huitième de couche radiale (cas proliférant). . . . .	167
III.3.6	Contribution des différents noyaux à la production de puissance dans le cas d'une transmutation effective d'AM. . . . .	168
III.3.7	Évolution du $K_{eff}$ pour les cas de prolifération et transmutation . . . . .	169
III.3.8	Évolution de l'inventaire en AM dans le réacteur. . . . .	169
III.3.9	Transmutation des déchets et production de plutonium dans un huitième de couche radiale (cas normal). . . . .	169
III.3.10	Écart entre les spectres d' $\bar{\nu}_e$ détectés le 90 <sup>e</sup> jour. . . . .	170
III.3.11	Évolution de l'écart entre les nombres d' $\bar{\nu}_e$ détectés pour le comportement légitime et le comportement proliférant. . . . .	170
III.3.12	Évolution de l'écart entre les taux de fissions du <sup>239</sup> Pu pour le comportement légitime et le comportement proliférant. . . . .	171
III.3.13	Contribution des fissiles et AM pour le cas proliférant d'origine (haut) et le cas de couvertures enrichies en <sup>237</sup> Np (bas) . . . . .	173
III.3.14	Transmutation des déchets et production de plutonium dans un huitième de couche radiale (cas du combustible usé de CANDU enrichi en <sup>237</sup> Np). . . . .	173
III.3.15	Écart entre les nombres d'événements attendus par jour pour une couverture de combustible de CANDU usé avec et sans enrichissement de <sup>237</sup> Np. . . . .	174
B.1	Taux de production des produits de fission en fonction de leur nombre de masse pour l' <sup>235</sup> U . . .	185
B.2	Taux de production des produits de fission en fonction de leur nombre de masse pour le <sup>239</sup> Pu . .	185
B.3	Taux de production des produits de fission en fonction de leur nombre de masse pour le <sup>241</sup> Pu . .	186
C.1	Taux de production des produits de fission en fonction de leur nombre de masse pour l' <sup>238</sup> U . . .	187
C.2	Taux de production des produits de fission en fonction de leur nombre de masse pour le <sup>232</sup> Th . .	187
C.3	Taux de production des produits de fission en fonction de leur nombre de masse pour l' <sup>233</sup> U . . .	188
C.4	Taux de production des produits de fission en fonction de leur nombre de masse pour le <sup>240</sup> Pu . .	188

# Liste des tableaux

1	Differences in the $^{235}\text{U}$ , $^{238}\text{U}$ , $^{239}\text{Pu}$ and $^{241}\text{Pu}$ fissions given in [4] and a calculation of P. Huber & Th. Schwetz, [5]. . . . .	iv
2	Mean energy and mean number of $\bar{\nu}_e$ emitted by fission computed with our simulation tools. . . . .	ix
I.2.1	Énergies dégagées par fission des principaux noyaux fissiles . . . . .	18
I.3.1	Détermination du degré d'interdiction d'une transition à partir du $\log ft$ (notes [3]) . . . . .	25
3 <table>I.4.1</table>		
I.4.2	État des efforts de simulation dédiés à la non prolifération [18] . . . . .	33
I.4.3	État des projets à court terme de détecteurs d' $\bar{\nu}_e$ dédiés à la non prolifération [18] . . . . .	35
I.5.1	Enrichissement initial et burnup maximal accessible pour des filières d'intérêt . . . . .	43
I.6.1	Principales caractéristiques des différents réacteurs de production d'électricité actuels . . . . .	50
I.6.2	Différences entre les fissions de différents noyaux, ref. [4] . . . . .	54
I.6.3	Fractions de neutrons retardés pour les principaux noyaux fissiles . . . . .	55
I.6.4	Premier comparatif des principaux modérateurs : pouvoir de modération . . . . .	55
I.6.5	Principales caractéristiques de modérateurs utilisés dans l'industrie nucléaire, à $T_0 = 293^\circ\text{K}$ (réf. [?]) . . . . .	56
I.6.6	Résumé du compromis à trouver en termes +/- . . . . .	56
I.6.7	Comparatif des différents caloporteurs possibles . . . . .	57
II.1.1	Découpage de bins par décade dans l'option SetMultiGroupTallies(). . . . .	69
II.2.1	Plages d'énergie neutroniques causant les fissions . . . . .	78
II.2.2	Plages d'énergie neutroniques causant les fissions . . . . .	78
II.3.1	Tableau d'interpolation fourni dans l'article [10] . . . . .	84
II.3.2	Énergie moyenne et nombre moyen d' $\bar{\nu}_e$ émis par fission à l'équilibre (450 jours) . . . . .	89
II.3.3	Énergie moyenne et nombre moyen d' $\bar{\nu}_e$ émis par fission (spectre thermique) . . . . .	89
II.3.4	Énergie moyenne et nombre moyen d' $\bar{\nu}_e$ émis par fission de $^{239}\text{Pu}$ dans le domaine épithermique . . . . .	90
II.3.5	Énergie moyenne et nombre moyen d' $\bar{\nu}_e$ émis par fission . . . . .	91
II.3.6	Énergie moyenne et nombre moyen d' $\bar{\nu}_e$ émis par fission de $^{241}\text{Pu}$ dans le domaine épithermique . . . . .	92
II.3.7	Écarts en nombre d' $\bar{\nu}_e$ émis et détectables par fission des principaux noyaux fissiles, entre nos calculs, et les données de H.&S. . . . .	92
II.3.8	Nombre d' $\bar{\nu}_e$ émis et détectables par fission des principaux noyaux fissiles calculés par P. Huber. . . . .	92
II.3.9	Écarts en nombre d' $\bar{\nu}_e$ émis et détectables par fission des principaux noyaux fissiles, entre nos calculs, ceux de H.&S. et ceux de P. Huber . . . . .	92
II.3.10	Énergie moyenne et nombre moyen d' $\bar{\nu}_e$ émis par fission . . . . .	93
II.3.11	Énergie moyenne et nombre moyen d' $\bar{\nu}_e$ émis par fission . . . . .	94
II.3.12	nombre d' $\bar{\nu}_e$ émis par fission avec une énergie $> 1.8\text{ MeV}$ . . . . .	95
II.3.13	Énergie moyenne et nombre moyen d' $\bar{\nu}_e$ émis par fission de $^{238}\text{Pu}$ . . . . .	95
II.3.14	Énergie moyenne et nombre moyen d' $\bar{\nu}_e$ émis par fission . . . . .	95
II.3.15	Énergie moyenne et nombre moyen d' $\bar{\nu}_e$ émis par fission de $^{242}\text{Pu}$ . . . . .	96
II.3.16	Énergie moyenne et nombre moyen d' $\bar{\nu}_e$ émis par fission obtenus avec nos simulations . . . . .	98

II.4.1	Résumé des résultats obtenus pour le test de Kolmogorov pour 10 000 tirages aléatoires dans les barres d'erreur bin à bin . . . . .	104
II.4.2	Résumé des résultats obtenus pour le test de Kolmogorov pour 10 000 tirages aléatoires . . . . .	105
II.4.3	Résumé des résultats obtenus pour le test de Kolmogorov pour 10 000 tirages aléatoires dans les barres d'erreur bin à bin - entre parenthèses, le nombre de tirages donnant lieu à une p-valeur >0.5 . . . . .	105
II.4.4	Présentation de la relation entre la distance du détecteur et les statistiques attendues . . . . .	108
II.4.5	Risque de fausse alerte en fonction de la probabilité estimée de comportement proliférant . . . . .	109
III.1.1	principales caractéristiques d'un cœur CANDU 6 - d'après la plaquette de présentation CANDU 6 . . . . .	115
III.1.2	Erreurs sur les taux de fission déduites d'une étude menée pour un REP, en ne sommant quadratiquement que les erreurs supposées décorréliées entre les 2 scénarios considérés. . . . .	127
III.1.3	Influence d'une distorsion des contributions des noyaux fissiles sur le nombre d' $\bar{\nu}_e$ détectés. . . . .	128
III.1.4	Potentiel de discrimination des comportements avec un détecteur de type NUCIFER positionné à 25m. . . . .	131
III.1.5	Potentiel de discrimination des comportements avec un détecteur de type NUCIFER positionné à 15m. . . . .	132
III.1.6	Probabilité de détection légitime et risque de fausse alerte en fonction de la probabilité estimée de comportement proliférant . . . . .	132
III.1.7	Potentiel de discrimination des comportements avec un détecteur de type NUCIFER positionné à 15m. . . . .	134
III.1.8	Probabilité de détection légitime et risque de fausse alerte en fonction de la probabilité estimée de comportement proliférant . . . . .	134
III.2.1	Taux de compaction en fonction de l'arrangement cristallin . . . . .	148
III.2.2	Résultats du test KS selon la précision du comptage des boulets introduits en réacteur. . . . .	152
III.2.3	Probabilité de détection légitime et risque de fausse alerte en fonction de la probabilité estimée de comportement proliférant . . . . .	153
III.2.4	Résultats du test KS selon la précision du comptage des boulets introduits en réacteur. . . . .	156
III.2.5	Probabilité de détection légitime et risque de fausse alerte en fonction de la probabilité estimée de comportement proliférant . . . . .	157
III.2.6	Résultats du test KS selon la précision du comptage des boulets introduits en réacteur. . . . .	158
III.2.7	Probabilité de détection légitime et risque de fausse alerte en fonction de la probabilité estimée de comportement proliférant . . . . .	159
III.2.8	Noyaux à période > 8h dans un combustible usé d'UOx et de PuOx . . . . .	160
III.3.1	Composition du combustible dans les parties intérieure et périphérique du cœur . . . . .	165
III.3.2	composition en AM de la couverture de transmutation . . . . .	166
III.3.3	composition des vecteurs uranium/plutonium d'un combustible usé de CANDU à 6.7 GWd/t. . . . .	166
III.3.4	Nombre d'éléments combustibles par partie du réacteur dans notre simulation et celle de l'article [1] . . . . .	166
III.3.5	composition du plutonium récupéré à chaque rechargement (8 premiers - cas proliférant). . . . .	168
III.3.6	Probabilité de détection légitime et risque de fausse alerte en fonction de la probabilité estimée de comportement proliférant . . . . .	171
III.3.7	Composition du combustible dans les parties intérieure et périphérique du cœur pour le nouveau combustible . . . . .	172
III.3.8	composition de combustible usé de CANDU à 6.7 GWd/t ayant subi un retraitement. . . . .	172

# Acronymes

## A

**ABM** : Anti-Ballistic Missile

**ADM** : Armes de Destruction Massive

**AEN** : Agence pour l’Energie Nucléaire (OCDE)

**AGR** : Advanced Gas Reactor. Réacteur de la filière graphite-gaz

**AIEA** : Agence Internationale de l’Énergie Atomique

## B

**BWR** : Boiling Water Reactor. Réacteur à eau bouillante.

## C

**CANDU** : CANadian Deuterium Uranium reactor. Réacteur à eau lourde le plus utilisé dans le monde.

## E

**EDAN** : État Doté de l’Arme Nucléaire

**ENDAN** : État Non Doté de l’Arme Nucléaire

**ESNII** : The European Sustainable Nuclear Industrial Initiative.

## F

Fast Breeder Reactor. Il s’agit d’un réacteur à neutrons rapide surgénérateur.

## G

**GWj/t** : (Giga-watt jour par tonne) Unité qui mesure le burnup du combustible.

## I

**ICAPP** : International Conference on Advances in nuclear Power Plants.

## R

**RNR** : Réacteur surgénérateur à neutrons rapides.

## S

**SNETP** : Sustainable Nuclear Energy Technology Platform

**SQ** : Significant Quantity - Quantité Significative. Désigne la quantité de matière fissile à partir de laquelle il est physiquement possible de réaliser une arme

**T**

**TNP :** Traité de Non Prolifération

**V**

**VHTR :** Very High Temperature Reactor : réacteur de génération IV permettant d'atteindre des très hautes températures.



# Résumés

## **Étude du potentiel de la détection des antineutrinos pour la surveillance des réacteurs nucléaires à des fins de lutte contre la prolifération.**

Ces dernières années, la physique des neutrinos a présenté de nouvelles perspectives de physique appliquée. En effet, les antineutrinos ( $\bar{\nu}_e$ ) émis par une centrale nucléaire dépendent du combustible : leur détection constituerait donc une sonde permettant de déterminer la composition isotopique du cœur. L'Agence Internationale de l'Énergie Atomique (AIEA) a montré son intérêt pour le potentiel de cette détection comme nouvel outil au profit de son département des Garanties et a créé un groupe de travail ad hoc dédié. Notre objectif est de déterminer le degré de précision d'une part atteint par la détection des  $\bar{\nu}_e$  et d'autre part requis pour être utile à l'AIEA et d'en déduire les performances requises pour un détecteur de l'ordre du m<sup>3</sup>. Nous présentons d'abord la physique sur laquelle repose notre étude de faisabilité : les neutrinos, la décroissance  $\beta$  des produits de fission (PF) et leur conversion en spectre d' $\bar{\nu}_e$ . Nous présentons ensuite nos outils de simulation : le code MCNP Utility for Reactor Evolution (MURE) développé au sein de l'IN2P3 initialement pour étudier les réacteurs de Génération IV. Grâce au code MURE couplé aux bases de données nucléaires, nous construisons les spectres d' $\bar{\nu}_e$  en sommant les contributions des PF. Cette méthode est la seule qui permette de calculer les spectres d' $\bar{\nu}_e$  associés à des réacteurs du futur : nous présentons les prédictions de spectres pour des combustibles innovants. Nous calculons ensuite l'émission en  $\bar{\nu}_e$  associée à différents concepts de réacteurs actuels et futurs, dans le but de déterminer la sensibilité de la sonde  $\bar{\nu}_e$  à différents scénarios de détournement en tenant compte des contraintes imposées par la neutronique.

### **MOTS CLÉS :**

NEUTRINOS - GENERATION IV - PHYSIQUE DES RÉACTEURS - COMBUSTIBLES INNOVANTS - NON PROLIFÉRATION - DÉCROISSANCE BETA - CYCLE COMBUSTIBLE

## **Study of the prospective usefulness of the detection of antineutrinos to monitor nuclear power plants for non proliferation purpose.**

The field of applied neutrino physics has shown new developments in the last decade. Indeed, the antineutrinos ( $\bar{\nu}_e$ ) emitted by a nuclear power plant depend on the composition of the fuel : thus their detection could be exploited for determining the isotopic composition of the reactor fuel. The International Atomic Energy Agency (IAEA) has expressed its interest in the potentialities of this detection as a new safeguard tool and has created an Ad Hoc working group devoted to this study. Our aim is to determine on the one hand, the current sensitivity reached with the  $\bar{\nu}_e$  detection and on the other hand, the sensitivity required to be useful to the IAEA and then we deduce the required performances required for a cubic meter detector. We will first present the physics on which our feasibility study relies : the neutrinos, the  $\beta$ -decay of the fission products (FP) and their conversion into  $\bar{\nu}_e$  spectra. We will then present our simulation tools : we use a package called MCNP Utility for Reactor Evolution (MURE), initially developed by CNRS/IN2P3 labs to study Generation IV reactors. Thanks to MURE coupled with nuclear data bases, we build the  $\bar{\nu}_e$  spectra by summing the FP contributions. The method is the only one that allows the  $\bar{\nu}_e$  spectra calculations associated to future reactors : we will present the predicted spectra for various innovative fuels. We then calculate the emitted  $\bar{\nu}_e$  associated to various concepts of current and future nuclear reactors in order to determine the sensitivity of the  $\bar{\nu}_e$  probe to various diversion scenarios, taking neutronics into account. The reactor studied are CANadian DeUterium, Pebble Bed Reactor and Fast Breeder Reactor.

### **KEYWORDS :**

NEUTRINOS - GENERATION IV - REACTOR PHYSICS - INNOVATIVE FUELS - NON PROLIFERATION - BETA DECAY - FUEL CYCLE